

SÉRIE A, N° 3163

N° D'ORDRE :

4035

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

CLAUDE MONCUIT

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'AIMANTATION, DANS
LES CHAMPS ALTERNATIFS FAIBLES, DES FILS FINS
SOUMIS A DES EFFORTS DE TRACTION.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 14 février 1958 devant la Commission d'examen.

MM. E. DARMOIS *Président.*
MORAND } *Examineurs.*
BÉNARD }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1959



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SÉRIE A, n° 3163

N° D'ORDRE :

4035

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

CLAUDE MONCUIT

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'AIMANTATION, DANS
LES CHAMPS ALTERNATIFS FAIBLES, DES FILS FINS
SOUMIS A DES EFFORTS DE TRACTION.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 14 février 1958 devant la Commission d'examen.

MM. E. DARMOIS *Président.*

MORAND } *Examineurs.*
BÉNARD }



PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1959

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen J. PÉRÈS

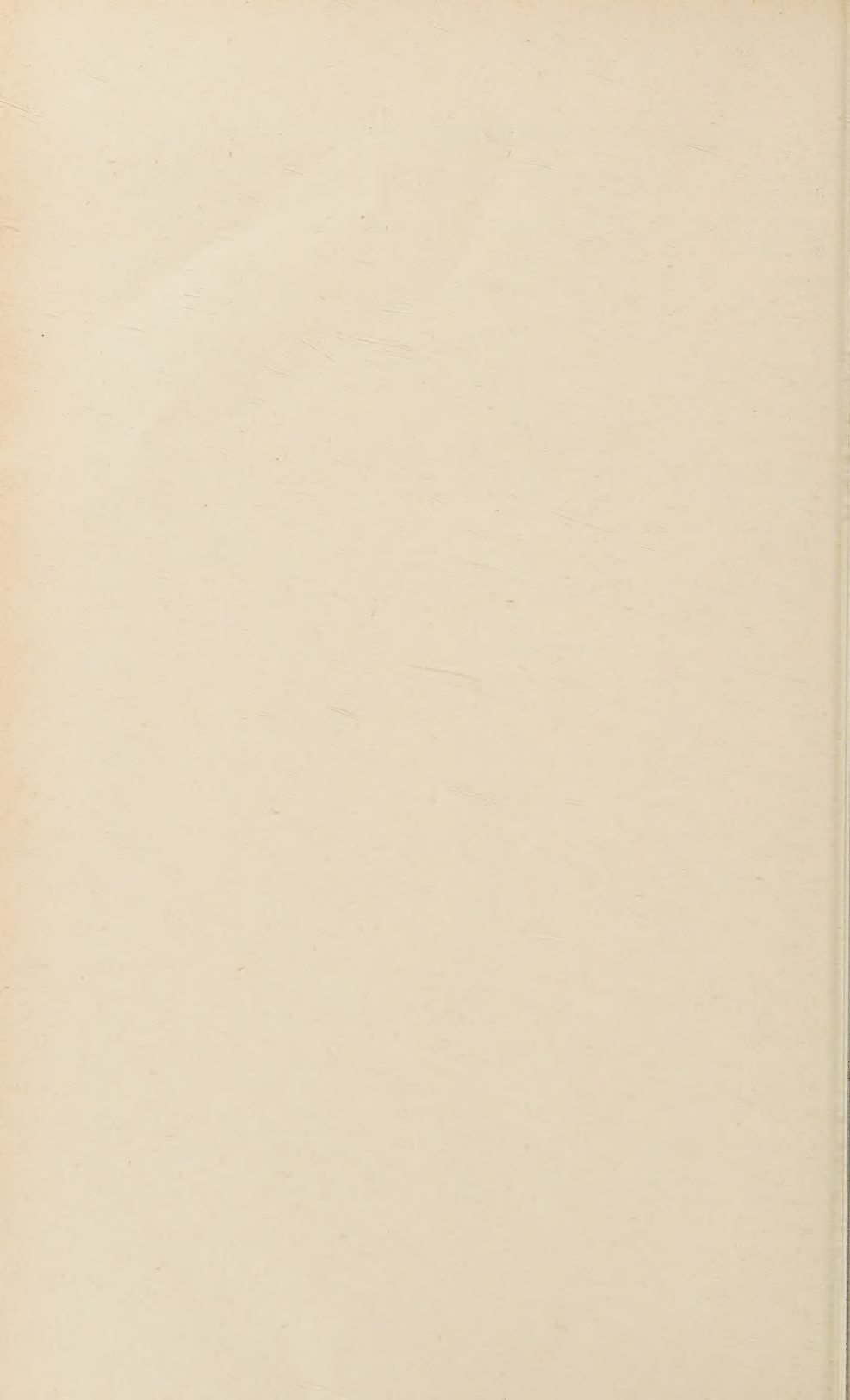
PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	GALLIEN	T	Embryologie.
PAUTHENIER	T	Électrotechnique générale	EICHORN	T	Biologie végétale (P.C.B.)
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	DE COGNAC	T	Biologie végétale (P.C.B.)
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie physique.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	THIELLER	T	Physique du Globe.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	L'HÉRITIER	T	Génétique.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	GRIVET	T	Radioélectricité.
M. CURIE	T	Physique (S.P.C.N.).	PONCIN	T	Mécanique des fluides.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	QUELET	T	Chimie organique.
J. BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
PLANTFOL	T	Botanique.	CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	CUVILLIER	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	JUNG	T	Pétrographie.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	WIEMANN	T	Chimie organique et structurale.
WYART	T	Minéralogie.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et Physique céleste.
TEISSIER	T	Zoologie.	VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
MANGENOT	T	Biologie végétale.	DESTOUCHES	T	Théories physiques.
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	M. PRUVOST	T	Géologie.
MONNIER	T	Physiologie des fonctions.	AMIEL	T	Chimie générale (P.C.B.)
PIVETEAU	T	Paléontologie.	HOCART	T	Minéralogie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	J.-P. MATHIEU	T	Physique (P.C.B.).
H. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.)
LAFFETTE	T	Chimie générale.	MAT	T	Biologie animale (P.C.B.)
FAYARD	T	Mécanique générale.	CHOQUET	T	Calcul diff. et intégral.
COULOMB	T	Physique du Globe.	FELDMANN	T	Biologie (P.C.B.).
M ^{lle} COUSIN	T	Biol. animale (S.P.C.N.).	GUINIER	T	Physique génér. (P.C.B.)
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	JOST	T	Physiologie comparée.
P. DRACH	T	Zoologie.	FORTET	T	Calcul des probabilités.
KASTLER	T	Physique.	SCHWARTZ	T	Méthodes mathématiques de la Physique.
ÉPHRUSSI	T	Génétique.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
WURMSER	T	Biol. physico-chimique.	MALAVARD	T	Aviation.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.).	BRELOT	T	Calcul différentiel.
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.)	NORMANT	T	Chimie organ. (P.C.B.).
LUCAS	T	Recherches physiques.	BÉNARD	T	Chimie (P.C.B.).
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
ARNULF	T	Optique appliquée.	DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
M. MORAND	T	Enseignement de Phys.	GELOSO	T	Chimie (S.P.C.N.).
SOLEILLET	T	Physique.	SOULAIAC	T	Psychophysiologie.
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.	ULRICH	T	Physiologie végétale.
DANJON	T	Astronomie.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
LAFORTE	T	Physique générale et Radioactivité.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
JANET	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	CHADEFAUD	T	Botanique.
PETIT	T	Biologie maritime.	DESTRIAU	T	Physique (M.P.C.).
			M ^{lle} LE BRETON	T	Physiologie générale.
			SALEM	T	Mathématiques générales

PROFESSEURS (suite).

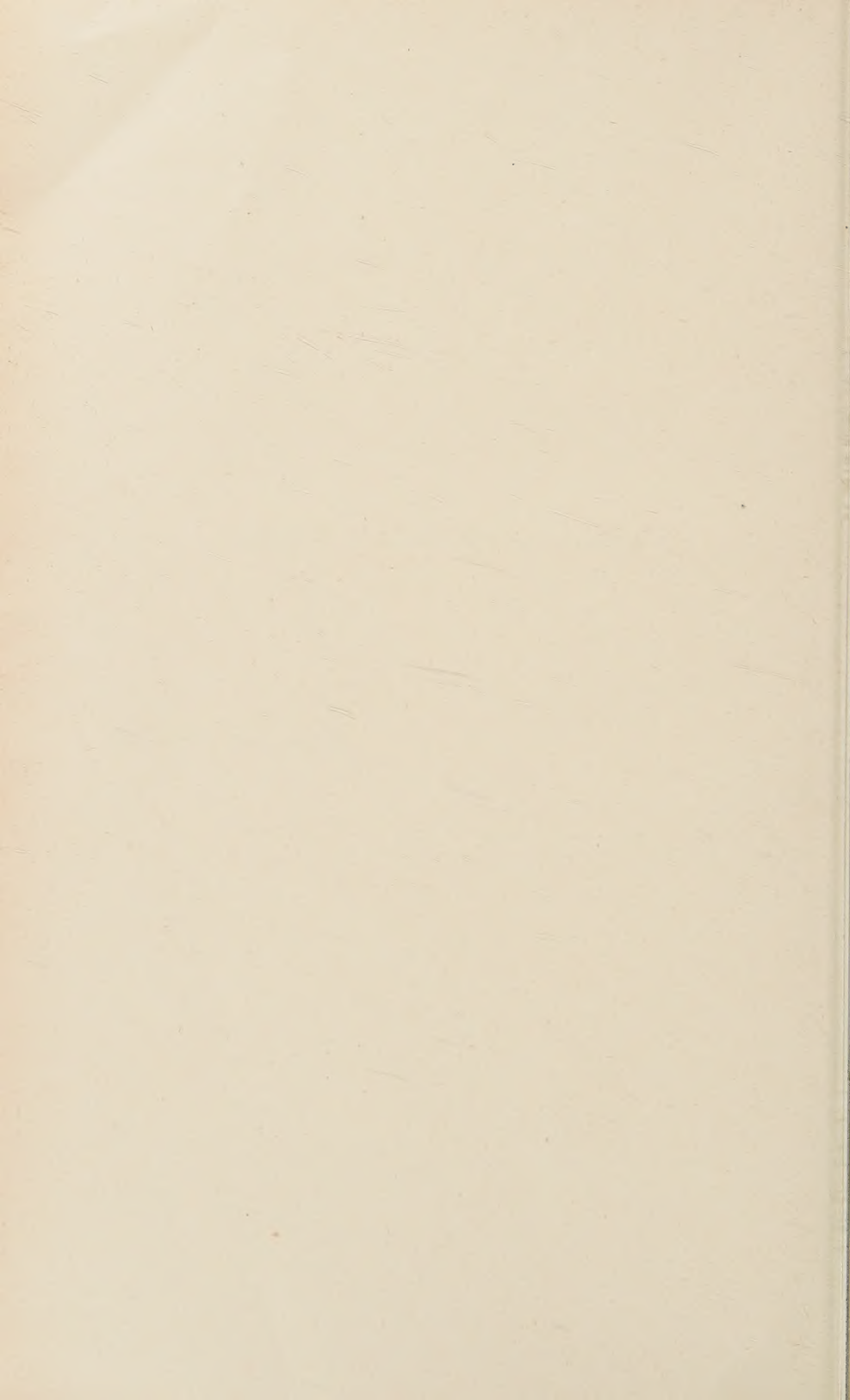
LÉLONG	T	Mathématiques générales.	IEDERER	T	Chimie biologique.
DEVILLERS		Anatomie et Histologie comparées.	M ^{me} DUBREIL	T	Mathématiques (E.N.S.).
EHRESMANN	T	Topologie algébrique.	M ^{me} LÉLONG	T	Mathématiques (E.N.S.).
FRANÇON		Physique (S.P.C.N.).	COTTE	T	Physique (M.P.C.).
GLANCEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	J.-E. DUBOIS	T	Chimie (S.P.C.N.).
GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.).	LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
PISOT	T	Calcul des probabilités.	MICHEL	T	Chimie (S.P.C.N.).
E. ROCH	T	Géologie.	OLMER	T	Énergétique générale.
SCHATZMANN		Astrophysique.	ROUAULT	T	Physique (Enseignem.).
TERNIER	T	Paléontologie stratigraphique.	GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.	BARCHEWITZ		Chimie physique.
JOLLOT	T	Physique nucléaire et Radioactivité.	BROSSEL		Physique atomique.
LENNUIER		Physique (P.C.B.).	RUSER		Biologie animale (P.C.B.).
RIZET		Génétique.	CAMUS		Biologie végétale (P.C.B.).
M ^{me} TONNELAT		Théories physiques.	CASTAING		Physique générale.
DIXMIER		Mathématiques (M.P.C.).	CURIEN		Minéralogie et cristallog.
SOUCHAY		Chimie générale (P.C.B.).	MOYSE		Physiologie végétale.
AIGRAIN		Physique (P.C.B.).	NOIROT		Évolution des êtres organisés.
BRUSSET		Chimie minérale (P.C.B.).	PANNETIER		Chimie (P.C.B.).
M. LÉVY		Physique théorique.	POSSOMPÈS		Biologie animale (P.C.B.).
LENGHMANT		Physiologie.	PULLMANN		Chimie théorique.
M ^{me} CHAIX		Chimie biologique.	TEILLAC		Physique nucléaire et Radioactivité.
M ^{me} HUREL-PY		Biologie végétale (P.C.B.).	TONNELAT		Biologie phys.-chimique.
PIAUX		Chimie (P.C.B.).	VILLE		Économétrie.
BRUN		Mécanique expérimentale des fluides.	WILLEMART		Chimie (P.C.B.).
			BEILLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).

Secrétaire Général Ch. MONIER.



A MONSIEUR LE PROFESSEUR E. DARMOIS

Hommage très respectueux.



A MA FEMME

Ce travail a été effectué au laboratoire de Physique (Enseignement) de la Sorbonne.

J'exprime ma très respectueuse reconnaissance à M. le Professeur E. Darmon, Membre de l'Institut, qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire et s'intéresser à mon travail.

J'adresse mes vifs remerciements à M. I. Epelboin, Maître de Recherches au C. N. R. S., qui m'a proposé cette étude et l'a guidée avec bienveillance.

Je remercie mes collègues du laboratoire de l'aide et de la sympathie qu'ils m'ont accordées.



CONTRIBUTION
A L'ÉTUDE DE L'AIMANTATION
DANS LES CHAMPS ALTERNATIFS FAIBLES
DES FILS FINS
SOUMIS A DES EFFORTS DE TRACTION ⁽¹⁾

Par CLAUDE MONCUIT

SOMMAIRE

INTRODUCTION.

CHAPITRE PREMIER. — *Rappel théorique et bibliographique.*

Aimantation-Tension.

Résistance électrique-Tension.

CHAPITRE II. — *Description du procédé expérimental.*

CHAPITRE III. — *Influence d'une tension sur le comportement de la substance en fonction de l'intensité et de la fréquence du champ magnétique.*

Rappel de quelques notions théoriques.

Influence d'une tension sur l'hystérésis.

Influence d'une tension sur les pertes par courants de Foucault.

(1) Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences physiques et soutenue le 14 février 1958 devant la Commission d'examen.

CHAPITRE IV. — *Influence d'une tension sur la résistance électrique et sur la perméabilité magnétique du nickel.*

Résistance électrique.
Perméabilité magnétique.

CHAPITRE V. — *Influence d'une tension sur la résistance électrique et sur la perméabilité magnétique du fer et de l'acier.*

Résistance électrique.
Perméabilité magnétique.

CONCLUSION.

BIBLIOGRAPHIE.

INTRODUCTION

Dans ce travail j'étudie l'influence des tensions mécaniques sur l'aimantation dans les champs alternatifs faibles et sur la résistance électrique de quelques substances ferromagnétiques : nickel, fer, acier.

Généralement étudiés sous la forme d'éprouvettes de dimensions relativement importantes tiges, barreaux, j'ai préféré choisir ces matériaux sous la forme de fils fins de diamètre $100\ \mu$. L'utilisation d'échantillons de très faible section permet, en effet, de se placer facilement dans des conditions opératoires telles que l'effet de peau soit négligeable et, par suite, d'accéder directement grâce à de simples mesures au pont d'impédance sinon à la perméabilité initiale, du moins à une perméabilité qui s'en déduit selon les lois de Rayleigh.

Comme la résistance électrique est en partie liée à l'état d'aimantation, sa mesure est susceptible de fournir des renseignements complémentaires.

Du problème envisagé ici, qui a déjà été l'objet d'un certain nombre de travaux, deux points notamment semblent assez controversés : l'influence sur les résultats obtenus en champ alternatif de l'intensité et surtout de la fréquence du champ magnétisant; les corrélations qui existent entre le processus des déformations et l'allure des courbes perméabilité-tension, résistance-tension. Je me suis efforcé de préciser ces deux aspects. Le premier, par l'étude de l'influence des déformations élastiques et plastiques sur les coefficients de Rayleigh et, dans un large domaine de fréquences, sur les pertes par courants de Foucault et éventuellement sur les pertes d'autre nature; le second, grâce à la

détermination simultanée de l'allongement, de la résistance électrique et de la perméabilité magnétique.

J'ai également cherché à définir le rôle de l'état du métal, c'est pourquoi j'ai expérimenté sur des fils soumis à des traitements thermiques plus ou moins prolongés et aussi sur des fils écrouis par l'application préalable de diverses tensions de valeur connue.

Après avoir rappelé les données théoriques et bibliographiques (chap. premier), je décris au chapitre II le procédé expérimental. J'expose ensuite les résultats obtenus : action des tensions sur le comportement du métal en fonction de l'intensité et de la fréquence du champ magnétique (chap. III), modifications de la perméabilité et de la résistance dans le cas du nickel (chap. IV) ou du fer et de l'acier (chap. V).

CHAPITRE PREMIER

Rappel théorique et bibliographique.

Aimantation-Tension.

PREMIERS FAITS EXPÉRIMENTAUX. — On sait depuis Joule (1842) que les dimensions d'un ferromagnétique placé dans un champ magnétique varient avec l'aimantation réalisée. Réciproquement, une traction ou une compression modifient l'état d'aimantation (Villari, 1865). En particulier, si les directions du champ et de la tension sont parallèles, une traction augmente ou diminue la perméabilité suivant que la magnétostriction est positive ou négative. Une forte déformation plastique entraîne toujours une chute de perméabilité. La magnétostriction varie avec l'orientation cristallographique. Pour le fer, notamment, elle dépend de l'intensité du champ et aussi de la traction exercée.

Les théories modernes du ferromagnétisme ont permis d'expliquer ces phénomènes.

L'AIMANTATION SPONTANÉE. — Selon la théorie de Weiss un ferromagnétique possède aux températures inférieures au point de Curie une aimantation spontanée. Celle-ci est répartie en de nombreuses petites régions, ou domaines, aimantées à saturation suivant une direction de facile aimantation. Ces domaines dont l'existence a été confirmée par des méthodes d'examen direct : méthode des poudres (Bitter), microscopie électronique, sont séparés par des espaces de transition : les parois de Bloch au niveau desquelles l'aimantation prend toutes les directions possibles intermédiaires entre celles qui caractérisent les deux domaines contigus. Suivant que les aimantations de ces

domaines sont opposées ou à angle droit, on distingue les parois à 180° ou à 90° .

Ce mode de distribution de l'aimantation spontanée selon des orientations différentes entraîne une compensation mutuelle, si bien qu'en l'absence de champ extérieur l'aimantation paraît nulle. L'aimantation réalisée au moyen d'un champ magnétique est mesurée par la composante de l'aimantation spontanée suivant la direction de ce champ. Deux processus peuvent intervenir :

— le déplacement des parois, c'est-à-dire l'agrandissement de certains domaines aux dépens d'autres ;

— la rotation de l'aimantation spontanée à l'intérieur des domaines.

Dans tous les cas l'aimantation spontanée tend à se placer dans une direction correspondant à un minimum d'énergie libre. Différentes formes d'énergie entrent en jeu.

Énergie magnétocristalline. — Elle est liée à l'existence de directions de facile aimantation. Pour un cristal de fer ce sont les arêtes du cube (100), s'il s'agit du nickel ce sont les diagonales (111). Dans le cas idéal d'un cristal désaimanté, non déformé (en fait cette condition, en raison même de la magnétostriction, n'est jamais absolument remplie), l'aimantation spontanée se répartit également entre toutes ces orientations énergétiquement équivalentes.

Dans un système de référence ayant pour axes de coordonnées les directions des arêtes du cube, et si les α_i sont les cosinus directeurs de l'aimantation, la densité d'énergie magnétocristalline est donnée par :

$$F_k = K(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + K'(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2).$$

K' est négligeable. K , constante d'anisotropie, est beaucoup plus élevée pour le fer (4 à $4,5 \cdot 10^5$ ergs/cm³) que pour le nickel ($-0,5 \cdot 10^5$ ergs/cm³). Ainsi l'énergie magnétocristalline du fer est 8 à 9 fois plus grande que celle du nickel.

Énergie magnétoélastique. — Une tension oriente l'aimantation des domaines parallèlement à sa direction si la magnétostriction est positive, perpendiculairement si elle est négative. Les deux sens opposés sont équivalents.

Avec le même système de référence que précédemment, les α_i et les γ_i désignant respectivement les cosinus directeurs de l'aimantation et de la tension, d'autre part λ le coefficient de magnétostriction à saturation, la densité d'énergie magnétoélastique s'exprime par :

$$F_\sigma = -3/2\sigma[\lambda_{100}(\alpha_1^2\gamma_1^2 + \alpha_2^2\gamma_2^2 + \alpha_3^2\gamma_3^2) + \lambda_{111}(2\alpha_1\alpha_2\gamma_1\gamma_2 + 2\alpha_2\alpha_3\gamma_2\gamma_3 + 2\alpha_3\alpha_1\gamma_3\gamma_1)].$$

Pour de petites tensions telles que l'énergie magnétocristalline reste prépondérante, l'aimantation est pratiquement dirigée suivant les

axes de facile aimantation. θ désignant l'angle formé entre elles par les directions de l'aimantation spontanée $\vec{J}_\infty$ et de la tension σ :

$$F_\sigma(\text{Fe}) = -3/2\sigma\lambda_{100}\cos^2\theta$$

$$F_\sigma(\text{Ni}) = -3/2\sigma\lambda_{111}\cos^2\theta - 1/2\sigma(\lambda_{100} - \lambda_{111}) = -3/2\sigma\lambda_{111}\cos^2\theta,$$

à une constante près.

Les énergies magnétoélastiques du fer et du nickel sont du même ordre de grandeur. On a ainsi pour le fer : $\lambda_{100} = 1,95 \cdot 10^{-5}$ (62), $\lambda_{111} \simeq -1,9 \cdot 10^{-5}$; pour le nickel : $\lambda_{111} = -2,7 \cdot 10^{-5}$ (37), $\lambda_{100} = -5 \cdot 10^{-5}$ (37). Pour ce dernier il est possible de considérer la magnétostriction comme isotrope, on adoptera une valeur moyenne : $\lambda = -3,4 \cdot 10^{-5}$. S'il s'agit du fer λ change non seulement d'intensité, mais encore de signe avec l'orientation cristallographique.

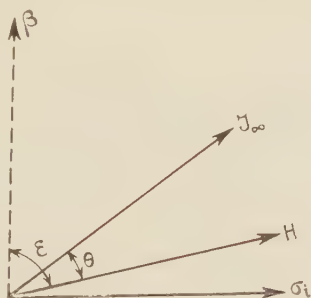
Énergie magnétique. — Si l'on fait agir un champ magnétique, la densité d'énergie magnétique F_H est donnée par : $F_H = -H\vec{J}_\infty \cos\theta$.

Il n'y a qu'une position stable (celle qui correspond à la direction du champ) et c'est pourquoi seul un champ peut faire apparaître une aimantation.

Énergie magnétostatique. — Outre ces différentes formes d'énergie, il faut considérer selon L. Néel (41) une énergie magnétostatique liée à la présence de charges magnétiques libres de densité $\rho = -\text{div } \vec{J}$. En effet, dans un milieu irrégulièrement perturbé tel qu'un réseau cristallin naturel, l'aimantation spontanée à l'intérieur des domaines est soumise à des fluctuations en direction (tensions internes irrégulièrement distribuées) et en intensité (défauts du réseau, inclusions non magnétiques). Les parois se disposent de manière à compenser ces pôles magnétiques, d'où la formation autour des inclusions de certains domaines étroits et allongés : « piques de Néel ». L'importance des cavités ou des inclusions est primordiale dans le cas du fer ou des aciers ; il s'agit surtout des tensions internes dans le cas du nickel.

APPLICATIONS DE LA THÉORIE A QUELQUES CAS PARTICULIERS. —

Nickel. — Quelle que soit l'intensité du champ appliqué, λ est négatif et une tension diminue toujours la perméabilité. Étant donné la faible valeur de l'énergie magnétocristalline du nickel, les variations d'aimantation d'un échantillon soumis à une tension suffisamment élevée, c'est-à-dire $\lambda\sigma \gg K$ ($\lambda\sigma$ et K sont du même ordre de grandeur pour $\sigma \simeq 10 \text{ kg/mm}^2$), s'effectuent par rotation, même pour un champ faible. Ces phé-



nomènes sont réversibles et le calcul de la perméabilité initiale est aisé (4).

Soit un domaine à l'intérieur duquel l'aimantation spontanée est représentée par le vecteur $\vec{J}_x$ et d'autre part $\vec{H}$ le champ externe, $\vec{\sigma}_i$ vecteur schématisant les tensions internes, $\vec{\beta}$ perpendiculaire à $\vec{\sigma}_i$ (position limite de $\vec{J}_x$).

D'après ce qui précède, en supposant F_K négligeable :

$$U = F_\sigma + F_H = -3/2\lambda\sigma_i \sin^2(\varepsilon - \theta) - HJ_x \cos \theta.$$

Il faut donc θ tel que U soit minimum, c'est-à-dire θ vérifiant :

$$3\lambda\sigma_i \sin(\varepsilon - \theta) \cos(\varepsilon - \theta) + HJ_x \sin \theta = 0. \quad (1)$$

En posant $\tilde{J} = J_x \cos \theta$, sachant que : lorsque H tend vers 0 θ tend vers ε , on a :

$$\mu_0 - 1 = 4\pi \left(\frac{dJ}{dH} \right)_{H=0} = -4\pi \tilde{J}_x \sin \varepsilon \left(\frac{d\theta}{dH} \right)_{H=0}. \quad (2)$$

En dérivant (1) par rapport à H on déduit la valeur de $\left(\frac{d\theta}{dH} \right)_{H=0}$ qui, portée dans (2), donne finalement :

$$\mu_0 - 1 = \frac{4\pi\tilde{J}_x^2}{3(-\lambda)} \cdot \frac{1}{\sigma_i} \sin^2 \varepsilon.$$

En admettant que les tensions internes sont réparties au hasard suivant toutes les directions possibles, on prendra la valeur moyenne $\sin^2 \varepsilon = 2/3$ d'où :

$$\mu_0 - 1 = \frac{8\pi\tilde{J}_x^2}{9(-\lambda)} \cdot \frac{1}{\sigma_i}.$$

Si l'on exerce une tension externe $\sigma \gg \sigma_i$, dirigée selon $\vec{H}$, on se trouve dans le cas particulier $\varepsilon = \pi/2$ et le calcul donne :

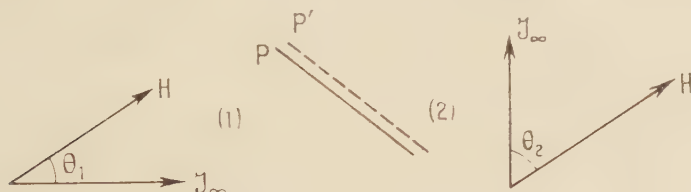
$$\mu_0 - 1 = \frac{4\pi\tilde{J}_x^2}{3(-\lambda)} \cdot \frac{1}{\sigma}.$$

Fer. — Tant que l'énergie magnétocristalline reste prédominante, l'aimantation se place suivant l'axe (100) qui fait le plus petit angle avec le champ et la tension. Seul λ_{100} intervient, la magnétostriction est positive et les déplacements de parois sont prépondérants. Ce n'est que pour des champs ou des tensions élevés que les processus de rotation pourront se manifester. Dans ce cas il faut tenir compte de la magnétostriction suivant les autres directions cristallographiques ; ceci conduit à choisir un coefficient moyen λ , négatif. Ainsi s'explique le changement de signe de la magnétostriction. Dans les champs intenses

la perméabilité diminue toujours lorsque la tension croît, dans les champs faibles elle augmente d'abord avant de décroître ensuite pour des tensions plus élevées. C'est ce qu'avait observé Villari (61).

Par suite de la forte énergie magnétocristalline du fer, les variations d'aimantation dans les champs faibles seront dues d'abord essentiellement aux déplacements des parois. Initialement on peut considérer que tous les axes (100) sont équivalents, donc supposer à la fois des parois à 90° et à 180° . Avec l'application d'une tension une seule orientation privilégiée subsiste et l'on tend au fur et à mesure que la tension croît vers une prédominance des parois à 180° . L'interprétation quantitative sera de ce fait difficile, car il faut tenir compte du rôle de ces deux types de parois et aussi connaître leur importance mutuelle.

Influence de la tension sur les déplacements de parois à 90° . — Soient deux domaines (1) et (2) aimantés à 90° , dont les aimantations font un angle θ_1 ou θ_2 avec les directions du champ et de la tension.



Lorsque la paroi se déplace de P en P', les travaux W_H et W_σ , respectivement accomplis par le champ ou par la tension, s'expriment par :

$$W_H = (F_{H2} - F_{H1})dV = HJ_\infty(\cos \theta_1 - \cos \theta_2)dV = p_H dV.$$

$$W_\sigma = (F_{\sigma_2} - F_{\sigma_1})dV = 3/2\sigma\lambda_{100}(\cos^2 \theta_1 - \cos^2 \theta_2)dV = p_\sigma dV.$$

Le travail ne dépend pas de l'orientation de la paroi, ni de la forme du volume dV . Le champ et la tension agissent sur la paroi à la manière d'une pression hydrostatique.

Une tension σ exerçant une pression p_σ est équivalente à un champ H exerçant une pression p_H .

L'action d'une tension est maximum sur les parois à 90° , elle est nulle sur les parois à 180° .

En première approximation, la variation d'aimantation observée est donc imputable aux parois à 90° . Selon ce schéma le calcul de la perméabilité initiale a été effectué par R. Becker (4). Cet auteur suppose que la position de la paroi dépend essentiellement des tensions internes locales et que la contribution des parois à 180° est négligeable. En admettant une distribution sinusoïdale des tensions internes, il trouve l'expression :

$$\mu_0 \simeq \frac{16J_\infty^2}{3\lambda_{100}} \cdot \frac{1}{\sigma_i}.$$

De même W. F. Brown (10), pour de très petites tensions et en admettant que les déplacements de parois à 90° sont prépondérants, calcule les variations d'aimantation qui en résultent à partir des lois de Rayleigh appliquées au champ équivalent.

On sait que ces calculs sont difficilement vérifiés par l'expérience. En effet, les hypothèses auxquelles ils font appel ne sauraient se vérifier que dans des cas très particuliers ; de plus, la théorie de l'équivalence champ-tension ne rend pas compte du rôle des impuretés, particulièrement important à considérer dans le cas des déplacements de parois à 180° .

Déplacement des parois dans un milieu irrégulièrement perturbé. — L'effet d'une tension sur les parois à 90° se traduit par une augmentation de leur mobilité puisque, pour une même valeur du champ, la perméabilité, donc l'amplitude du déplacement de ces parois, croît avec la tension exercée. Mais la mobilité des parois à 180° peut être également modifiée. Dans un milieu naturel l'énergie magnétostatique (voir p. 493), aussi bien que l'énergie superficielle des parois, est soumise à des fluctuations locales. A chaque position de la paroi correspond un état énergétique bien défini, et la mobilité de la paroi dépend de la valeur de cet état énergétique aux alentours ; autrement dit, l'amplitude du déplacement dû à la pression p_H est fonction d'un gradient énergétique local. Ainsi, toute modification apportée par une tension extérieure dans la distribution des tensions internes ou des imperfections cristallines est à considérer, aussi bien en ce qui concerne les parois à 90° que les parois à 180° .

Les variations locales de la tension superficielle des parois, dues aux fluctuations de l'énergie magnétoélastique 4 ou aux inclusions étrangères qui diminuent la surface de la paroi 28, sont peu influentes. Beaucoup plus importantes sont les variations locales de l'énergie magnétostatique. La théorie, qui en a été développée par L. Néel (40), explique les lois de Rayleigh. Elle montre que l'équation de la courbe de première aimantation, pour une substance polycristalline uniaxe, s'écrit :

$$\mathcal{J} = \alpha \mathcal{J}_\infty \left(0,27 \frac{\mathcal{J}_\infty}{P_0} H + 0,16 \frac{\mathcal{J}_\infty^2}{P_0^2} H^2 \right).$$

La valeur de l'aimantation d'un matériau soumis à un champ H ne dépend que des deux paramètres P_0 et α . P_0 désigne le gradient moyen de la fonction $W/S(x)$ représentant les variations énergétiques suivant l'abscisse de la position de la paroi. α désigne l'inverse du nombre de minima de cette fonction, contenus dans le parcours total moyen d'une paroi. Pour une substance multiaxe telle que le fer, renfermant à la fois des parois à 90° et 180° , les grandeurs α et P_0 représentent seulement des valeurs moyennes ; mais, cette restriction formulée et en se

plaçant dans les conditions d'une première aimantation (aimantation anhystérétique), leurs variations doivent traduire totalement l'effet d'une tension.

CONFRONTATION AVEC L'EXPÉRIENCE. — La vérification de la théorie est excellente dans le cas du permalloy qui possède une très faible énergie magnéto-cristalline, elle est également très satisfaisante dans le cas du nickel. M. Kersten (27), expérimentant sur des fils (λ 0,5 à 0,8 mm) au moyen de la méthode du galvanomètre balistique, montre notamment que la relation $\mu_0 - 1 = \frac{4\pi e^2 J_\infty^2}{3(-\lambda)} \cdot \frac{1}{\sigma} = \frac{4\pi C}{\sigma}$ est vérifiée à partir d'une tension $\sigma = 4 \text{ kg/mm}^2$ et pour une valeur de C comprise entre 23 et 26 kg/mm^2 (en théorie $C = 24 \text{ kg/mm}^2$); que d'autre part il existe une valeur de la tension, qui s'identifierait avec la limite élastique mécanique, telle qu'en deçà la réversibilité magnétique est complète et qu'au delà la déformation plastique s'accompagne d'une chute de perméabilité. Cependant B. N. Broekhouse (8) signale que l'expression $(\mu_0 - 1)\sigma = \text{Cte}$ ne s'applique pas si l'échantillon a été au préalable déformé plastiquement.

Pour le fer et les aciers les résultats apparaissent plus complexes. L. Lliboutry (34) soumet à des tractions et à des compressions élastiques des barreaux d'acier placés dans un champ magnétique constant. Il signale un phénomène de reptation des cycles de tension et montre, ainsi que R. M. Bozorth (6) pour le nickel et le permalloy, l'importance du mode d'aimantation : « normale » si la désaimantation a lieu sous la tension à laquelle s'effectue la mesure, « $H\sigma$ » ou « σH » suivant l'ordre d'application respectif du champ et de la tension au matériau désaimanté sous tension nulle. Lliboutry explique ses résultats dans le cadre de la théorie de Brown, insuffisante même en tenant compte des variations du coefficient de Rayleigh b , et de celle de Néel.

S. Procopiu et V. Tutovan (45) mettent en évidence l'équivalence champ-tension et indiquent que le maximum de perméabilité a lieu pour une valeur de la tension liée à l'intensité du champ et à l'état mécanique du matériau.

D'autres auteurs se sont plus particulièrement attachés à l'étude des relations existant entre les propriétés mécaniques et les propriétés magnétiques. Selon J. Dekhtjar (12), qui opère en dehors du domaine de Rayleigh, la courbe $\mu(\sigma)$, à condition de créer une texture magnétique par une commutation ininterrompue du champ, présente des points caractéristiques marquant les stades successifs de la déformation. A. Langevin, E. Reimbert et M. Paul (31), expérimentant en champ alternatif ($f = 2\,000 \text{ Hz}$), signalent également certains accidents significatifs : la courbe $\mu(\sigma)$ comporterait une partie ascendante linéaire, puis un palier se terminant pour une tension qui représente la limite de réversibilité magnétique et s'identifie avec la limite d'élasticité physique,

enfin une partie descendante avec un nouveau point anguleux qui correspond à la limite élastique apparente.

L'existence de ces points singuliers est cependant controversée. Ainsi, réalisant par la désaimantation sous tension du métal au moyen d'un champ alternatif une aimantation anhystérétique ou « normale », G. Vidal et P. Lanusse (60), contrairement à J. Creusot (11), ne signalent pas ces accidents.

Selon P. E. Lagasse (30) la perméabilité, mesurée en champ alternatif, est maximum pour une tension qui définit la limite de réversibilité magnétique, inférieure à la limite élastique.

W. Jellinghaus et K. Janssen (25) montrent que seule une aimantation anhystérétique permet d'obtenir la réversibilité magnétique, mais ils n'observent aucune irréversibilité magnétique qui ne s'accompagne d'une déformation plastique.

De cet ensemble de faits expérimentaux, et malgré leurs aspects parfois contradictoires, on retiendra surtout l'extrême importance des conditions opératoires : mode d'aimantation, intensité et fréquence du champ magnétisant. La complexité des phénomènes est encore accrue avec l'intervention des déformations plastiques. Par ailleurs, l'état mécanique ainsi que le degré de pureté du métal jouent un rôle considérable.

Résistance électrique-Tension.

Lorsqu'un fil de nickel est soumis à une traction longitudinale croissante, sa résistance électrique diminue d'abord, passe par un minimum, enfin croît pour des tensions plus élevées. Ce phénomène, qui ne se retrouve pas dans le cas du fer ou des aciers (52), a été signalé dès 1883 par Tomlinson. Il a été étudié depuis par de nombreux auteurs (3) (5) (7) (19) (51) et plus récemment par G. C. Kuckzynski (29) qui montre en particulier l'influence du diamètre du fil ainsi que de son traitement antérieur. Cependant la localisation du minimum de résistance relativement au diagramme d'allongement n'est pas bien définie.

Par contre, les relations entre ce comportement et le ferromagnétisme du nickel sont maintenant clairement établies. Après les premières recherches sur la magnétorésistance (24) (58) (63), les importants travaux de N. F. Smith (53), de L. W. MacKeehan (35) qui étudia les permalloys, de W. Gerlach et de ses élèves (15) (16) (22) (23) sur le nickel et ses alliages, mirent nettement en évidence l'influence conjuguée d'un champ magnétique et d'une tension sur la résistance électrique des ferromagnétiques. Ils donnèrent l'explication de ces phénomènes étroitement liés à l'existence d'une aimantation spontanée.

Toute cause susceptible d'entraîner la rotation de l'aimantation spontanée : champ, tension, modifie la résistivité suivant :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = A + B \cos^2 \theta$$

θ désigne l'angle compris entre les directions de l'aimantation J_z et du courant i). Avant d'exercer une tension extérieure, en supposant une répartition uniforme des tensions internes, l'état initial, c'est-à-dire le métal désaimanté de résistivité ρ , se caractérise par la valeur moyenne de $\cos^2 \theta$, soit $1/3$. D'où :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = B(\cos^2 \theta - 1/3).$$

B est une constante, toujours positive ($B \simeq 3 \cdot 10^{-2}$).

L'effet d'une tension exercée parallèlement au courant, le sens est indifférent, se traduit donc ainsi :

Si $\lambda > 0$, la résistivité augmente ; $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ tend vers la limite $2B/3$, correspondant à la saturation ($\theta = 0$).

Si $\lambda < 0$, la résistivité décroît ; $\Delta\rho/\rho$ tend vers la limite $-B/3$, ($\theta = \frac{\pi}{2}$).

Comme seuls les processus de rotation sont opérants, c'est seulement dans certains cas privilégiés, par exemple les permalloys, qu'on peut vérifier ces relations et atteindre à la saturation. Ailleurs l'énergie magnétocristalline est trop élevée et de fortes tensions sont alors nécessaires, qui entraînent une déformation plastique masquant le phénomène.

CHAPITRE II

Description du procédé expérimental.

Matériaux étudiés. — Ce sont des fils (diamètre 100μ) de nickel, de fer et d'acier. Les échantillons de nickel sont d'une qualité courante, fournie par les établissements Gilby. Ceux de fer proviennent de deux origines : d'une part du fer Armeo que je désigne sous le nom de fer ; d'autre part du fil de clavecin Merck, assimilable par sa composition

à un acier, que je désigne sous le nom d'acier. En effet, l'analyse chimique ⁽¹⁾ a donné :

	C p. 100	Si p. 100	Mn p. 100	P p. 100
Fer Armco . . .	0,040	0,010	0,050	0,015
Acier Merck. . .	0,845	0,280	0,360	0,015

Ils ont été utilisés, soit « bruts », c'est-à-dire dans l'état de livraison, soit après traitement thermique dans une atmosphère d'hydrogène électrolytique. Les fils de nickel ont été recuits au laboratoire, 2 h 30 mn à 900°; ceux de fer et d'acier, au laboratoire de M. le professeur G. Chaudron ⁽²⁾, à 850° et durant un temps variable. Quelques caractéristiques : module d'Young E, limite élastique σ_E , résistivité ρ à 25°, perméabilité initiale μ_0 , que j'ai déterminées, situeront ces diverses variétés.

	E (kg/mm ²)	σ_E (kg/mm ²)	ρ ($\mu\omega$ cm)	μ_0
Nickel « brut » . . .	13 000	7,5	9,24	35
» recuit. . . .	18 500	10,5	9,07	85
Fer « brut » . . .	21 500	> 40	10,2	102
» recuit 30 minutes .	18 000	15	9,87	237
» » 6heures . . .	12 000	4	10,2	163
Acier « brut » . . .	24 000	> 40	17,1	75
» recuit 2 jours . .	21 500	26	16,5	115
» » 8 jours . . .	12 000	4	10,6	195

Dispositif extensiométrique. — DISPOSITIF ANTIVIBRATEUR. — Il convient d'appliquer une traction continue, sans heurts, c'est pourquoi l'appareillage produisant l'effort, même s'il satisfait à ces conditions, doit être en outre isolé des vibrations parasites. Dans ce but j'ai utilisé un plateau antivibratoire. Il est constitué par une lame de bois épaisse, d'un bois très dur, pratiquement indéformable, qui repose sur des pieds isolateurs comportant une armature métallique noyée dans

(1) Je prie M. C. Crussard, directeur des laboratoires de l'I. R. S. I. D., qui m'a autorisé à faire effectuer ces analyses dans ses services, de bien vouloir accepter mes vifs remerciements.

(2) J'exprime ma respectueuse gratitude à M. le professeur G. Chaudron, qui a bien voulu me permettre la réalisation de ces traitements en son laboratoire à Vitry-sur-Seine.

du caoutchouc et conçus de manière à présenter une période d'oscillation propre très courte, donc en vue d'amortir les vibrations extérieures ; celles-ci sont d'ailleurs filtrées une première fois car tout l'appareillage repose sur un socle construit à cet effet.

APPAREIL DE TRACTION (fig. 1). — Une des extrémités du fléau d'une balance est munie d'une mâchoire serrant l'éprouvette. Celle-ci est par ailleurs maintenue dans une autre mâchoire fixe, vissée à un petit cylindre qui peut coulisser dans une gaine solidaire du socle de la balance afin de régler la longueur initiale de la portion de fil tendu.

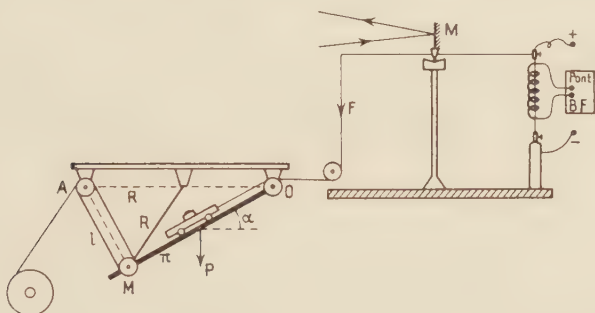


Fig. 1. — Schéma de l'appareil de traction.

La tension est exercée au moyen d'un appareil imaginé par M. Millet (18) (38), capable d'exercer un effort à vitesse constante. L'autre extrémité du fléau est reliée par l'intermédiaire d'un fil souple et d'une poulie à couteau à un chariot de poids P , qui peut se déplacer sur le plan π mobile autour de O . Ces déplacements sont minimes puisqu'ils résultent de l'allongement de l'échantillon. La valeur de la force exercée ne dépend absolument pas des modifications de longueur de l'éprouvette, tout dispositif possédant une élasticité propre, tel un ressort, étant exclu.

La force exercée est reliée à l'inclinaison α du plan suivant : $F = P \sin \alpha$. Comme $AM = AO \sin \alpha$, en posant $AO = 2R$ et $AM = l$, on a : $F = Pl/2R$. La longueur l est matérialisée par un fil souple inextensible, enroulé autour d'une poulie entraînée par un moteur synchrone ; elle est donc proportionnelle au temps, et finalement $F = Kt$. L'utilisation d'un moteur à deux statos permet deux sens de marche et ainsi d'assurer une application et une suppression de la tension à vitesse égale.

ÉTALONNAGE DE L'APPAREIL DE TRACTION. — L'existence de frottements non négligeables empêche de calculer théoriquement la force

exercée. J'ai donc procédé à un étalonnage avec des poids de valeur connue, de manière à déterminer le coefficient K et aussi la tension initiale σ_0 qui n'est pas nulle car le plan π possède au départ une certaine inclinaison définie par la position repère choisie comme origine. De ces données expérimentales on déduit en fonction du temps t la tension σ .

MESURE DE L'ALLONGEMENT. — L'image d'un filament très fin ($\varnothing 50 \mu$) horizontal, donnée par une lentille convergente, est recueillie sur un écran millimétré. Comme on interpose sur le trajet des rayons lumineux un petit miroir plan, fixé au-dessus du couteau central de la balance, le déplacement vertical de cette image permettra, connaissant l'amplification fournie par le système, de déterminer l'allongement du fil étudié. Grâce à l'utilisation d'un second miroir plan, fixe, il est possible d'augmenter le trajet optique et d'obtenir un facteur d'amplification égal à 60. Allongement minimum observable : $\Delta l = 0,005 \text{ mm}$; soit un allongement relatif $\varepsilon \simeq 0,5 \cdot 10^{-4}$ ($l = 9,8 \text{ cm}$).

Mesure de la résistance électrique. — L'échantillon étant soudé aux deux bornes d'arrivée du courant, la mesure est effectuée au moyen d'un pont de Wheatstone, en courant continu de très faible intensité (10 mA) afin d'éviter un échauffement par effet Joule. On s'assure par des mesures répétées de la température à l'intérieur de l'enceinte où l'on opère que cette variable n'intervient pas. Variation minimum de résistance observable : $\Delta R \simeq 10^{-4} \text{ ohm}$.

Mesures magnétiques. — La perméabilité est déterminée en champ alternatif. Elle s'obtient à partir de la mesure au pont de Maxwell des parties réelle et imaginaire de l'impédance d'un solénoïde, avec et sans le noyau magnétique que constitue le fil placé suivant son axe.

CIRCUITS DE MESURE. — J'ai utilisé deux bobinages réalisés au moyen de fil d'argent recuit ($\varnothing 0,7 \text{ mm}$). Ce métal présente l'avantage d'être assez malléable, de plus sa résistance électrique est peu élevée.

D'une part un enroulement à trois couches, chacune de 30 spires réparties sur une longueur de 0,6 cm, effectué autour d'un cylindre de plexiglas avec les précautions habituelles : tension mécanique constante, disposition des spires de manière à réduire le plus possible la capacité répartie. Ce dispositif, qui a été adapté à l'appareil de traction, ne permet pas d'accéder à la valeur absolue de la perméabilité, car le champ n'est pas suffisamment bien défini pour pouvoir être calculé. Il donne seulement les variations de perméabilité du noyau, proportionnelles aux variations d'impédance du solénoïde.

D'autre part, lorsqu'il était nécessaire de connaître la perméabilité en valeur absolue, par exemple pour déterminer les coefficients de Rayleigh ainsi que pour étudier le comportement des échantillons en

fonction de la fréquence du champ, j'ai utilisé un autre solénoïde. Il est constitué par un enroulement à une seule couche autour d'un tube de silice long et fin. Ses caractéristiques sont : longueur 12,3 cm ; rayon 0,15 cm ; nombre de spires 117.

CALCUL DU CHAMP. — Le calcul du champ moyen suivant l'axe d'un solénoïde, que je ne développerai pas ici car il est très classique, conduit pour une bobine de longueur l et de rayon R , comportant n spires par centimètre, et parcourue par un courant d'intensité i , à l'expression :

$$H_{\text{moy}} = 4\pi ni \left(\sqrt{1 + R^2/l^2} - R/l \right) \simeq 4\pi ni \left(1 - \frac{R}{l} + \frac{R^2}{2l^2} \right).$$

CHAMP DÉMAGNÉTISANT. — L'existence d'un entrefer entraîne la présence d'un champ démagnétisant égal à $-NJ$ (N désigne le facteur de désaimantation, il dépend du rapport $m = \text{longueur/diamètre}$). On détermine alors seulement une perméabilité apparente qui se déduit de la perméabilité vraie selon :

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{\text{app}}} - \frac{N}{4\pi} \quad (H \ll B).$$

Dans le cas présent $m > 10^3$ et par suite (6) $N < 5 \cdot 10^{-6}$. Le champ démagnétisant est totalement négligeable, c'est bien ce qu'on vérifie. Les résultats obtenus en circuit ouvert et en circuit fermé sont identiques.

AIMANTATION ANHYSTÉRÉTIQUE. — C'est l'aimantation prise par une substance placée dans un champ constant H , sur laquelle on fait agir un champ alternatif dont l'amplitude, initialement grande vis-à-vis du champ coercitif, décroît lentement jusqu'à s'annuler. L'aimantation ainsi obtenue, encore appelée aimantation idéale, ne dépend que de la valeur de H . Elle est indépendante de l'histoire du matériau (56). De même dans le cas d'une tension mécanique, assimilable comme on l'a vu à un champ magnétique, on obtiendra une aimantation ne dépendant que de la valeur de l'effort exercé, si l'on désaimante l'échantillon sous tension par un champ alternatif d'amplitude au moins supérieure à celle du champ équivalent à la tension appliquée.

Dans ce but, disposé concentriquement au bobinage de mesure, un solénoïde permet de créer un champ alternatif ($f = 50$ Hz) d'amplitude $H_1 = 50$ œ. L'intensité du courant est réduite progressivement par le jeu d'une boîte de résistance à décades (10 à 11 110 ohms).

Notons qu'ici la formule précédente, reliant les perméabilités apparente et vraie, n'est plus valable (39). Pour N petit, $\mu_{\text{app}} \simeq \mu \left(1 - \frac{\nu N}{8\pi} \right)$.

PONTS D'IMPÉDANCE. — Ce sont des ponts de Maxwell (PQ parallèle). Ils conviennent pour la mesure des impédances inductives de faible

argument. Je rappelle qu'il s'agit d'un montage comprenant deux bras opposés P et Q constitués par des résistances fixes, d'autre part le bras inconnu d'impédance $\mathcal{R} + j\omega$, enfin le bras étalon comportant en parallèle une résistance R et une capacité C variables. L'intensité efficace du courant circulant à l'équilibre est connue grâce à l'emploi d'un thermocouple étalonné au préalable, disposé dans le bras Q qui est en série avec l'inconnue. L'alimentation et la détection sont reliées au pont par l'intermédiaire de transformateurs à écran symétrisés. L'équilibre est décelé par l'extinction du son au téléphone.

Des conditions d'équilibre on déduit :

$$\mathcal{R} = \frac{PQ}{R} \quad (1); \quad \mathcal{L} = PQC \quad (2).$$

Lorsque la fréquence d'utilisation dépasse quelques dizaines de kHz, les impédances parasites ne sont plus négligeables. Les bras P ou Q, par exemple, seront schématisés par une résistance p et une inductance λ_p en série, associées à une capacité γ_p , de sorte que :

$$P = p + j\omega p_1 \quad (p_1 = \lambda_p - p^2\gamma_p).$$

Les formules (1) et (2) ne sont plus valables et, selon J. Dieudonné (13), doivent être remplacées par :

$$\mathcal{R} = pq\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{r_1}\right) - \omega^2(pq_1 + qp_1)(C_1 + \gamma_1). \quad (3)$$

$$\mathcal{L} = pq(C_1 + \gamma_1) + (pq_1 + qp_1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{r_1}\right). \quad (4)$$

R et C sont remplacés par leurs valeurs effectives R_1 et C_1 , et l'on tient compte des termes correctifs en $1/r_1$ (pertes du condensateur) et en γ_1 (inductance de la résistance). Ces corrections s'éliminent par différence, à condition d'observer certaines précautions, notamment : les équilibres avec et sans noyau magnétique doivent être réalisés uniquement au moyen d'un condensateur à air ; comme R diffère d'autant moins de R_1 que R est plus grand, la résistance du circuit de mesure devra être la plus petite possible ; toutes les connexions seront distinctes, blindées et mises à la terre. De plus il faut annuler le terme $pq_1 + qp_1$.

A plusieurs fréquences on effectue deux séries d'équilibre avec un fil d'argent écaillé, chacune correspondant à une forme différente du circuit formé par ce fil, donc aux inductances l et l' et aux résistances r et r' . Pour une fréquence donnée $r - r' = 0$, c'est-à-dire d'après (3) :

$$1/R'_1 - 1/R_1 = \omega^2 \frac{pq_1 + qp_1}{pq} (C' - C_1).$$

Connaissant $C'_1 = C_1$ par extrapolation en basse fréquence, la pente de la droite $1/R'_1 - 1/R_1 = F(\omega^2)$ fournit la valeur de

$$\frac{pq_1 + qp_1}{pq} = \frac{p\lambda_q - q\lambda_p}{pq} - (p\gamma_p + q\gamma_q).$$

Il suffit donc pour annuler ce terme de mettre en parallèle sur le bras P un petit condensateur γ_0 tel que $(\gamma_0 p)pq = pq_1 + qp_1$. On pourra alors appliquer simplement les relations (I) et (2).

Pont « basse fréquence ». — Il fonctionne correctement de 1 kHz à 200 kHz environ. Ses éléments sont : une tête de pont Selt 530 ; une boîte de résistance Selt 380 ; une boîte de capacité Selt 1379 ; deux transformateurs à écran symétrisés SACM 2245 D (de 0,2 à 50 kHz) ou Selt 1766 A (de 5 kHz à 1 MHz) ; un générateur RC Philips GM 2317 ; un amplificateur avec filtre General Radio 1231 B et un amplificateur hétérodyne Selt 1608 qui peuvent, si besoin est, être utilisés en série. La compensation est obtenue au moyen d'un petit condensateur au papier ($\gamma_0 = 6837 \mu\text{F}$).

Pont « moyenne fréquence ». — Il permet d'effectuer des mesures de 0,1 à quelques MHz. Réalisé par Dieudonné (13), il comporte notamment : une boîte de résistance General Radio 602 J ; un condensateur au mica SACM 1375 S ; un condensateur à air Ferisol ; un générateur Ferisol L 306 ; un détecteur universel SFR RU 535.

CALCUL DE LA PERMÉABILITÉ. — Par suite de la dissipation d'énergie, due principalement à l'hystérésis et aux courants de Foucault, qui accompagne l'aimantation d'un ferromagnétique dans un champ alternatif, il apparaît un certain déphasage entre le champ et l'induction.

Si l'on pose $H = H_1 e^{j\omega t}$, on a $B = B_1 e^{j(\omega t - \alpha)}$ et $\mu = \frac{B_1}{H_1} e^{-j\alpha}$. On est ainsi amené à considérer une perméabilité complexe $\mu = \mu_1 - j\mu_2$ où μ_1 désigne le rapport entre l'amplitude de la composante de l'induction en phase avec le champ et l'amplitude du champ, et μ_2 le rapport entre l'amplitude de la composante de l'induction en quadrature arrière avec le champ et l'amplitude du champ.

Soient $\mathcal{R}$ et $\mathcal{L}$, $\mathcal{R}_0$ et $\mathcal{L}_0$, respectivement les résistances et inductances de l'enroulement à N spires, avec et sans le noyau magnétique de section s ; H ($\mathcal{H}$) le champ ; I ($\mathcal{I}$), l'intensité du courant. Suivant un calcul, déjà décrit ailleurs (36), les valeurs de μ_1 et de μ_2 s'expriment par :

$$\mu_1 - 1 = \frac{(\mathcal{L} - \mathcal{L}_0)I}{N s 10^{-9} H} ; \quad \mu_2 = \frac{(\mathcal{R} - \mathcal{R}_0)I}{\omega N s 10^{-9} H} .$$

En fonction des valeurs lues au pont : C, C_0 , R et R_0 , il vient :

$$\mu_1 - 1 = K(C - C_0) ; \quad \mu_2 = K \frac{1}{\omega} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_0} \right) .$$

On peut, en effet, supposer la section constante. L'erreur ainsi commise est généralement négligeable : elle n'atteint 1 p. 100 que pour de très forts allongements, tout à fait en fin d'expérience.

PRÉCISION DES MESURES. — Les erreurs les plus importantes affectent C, C_0 , R et R_0 . On ne peut les évaluer *a priori* car la finesse de l'équi-

libre dépend de la fréquence utilisée. L'erreur relative sera d'autant plus faible que les termes $C - C_0$ et $R - R_0$ seront plus grands. Indépendamment des conditions opératoires, ceci est lié à la valeur de la perméabilité de l'échantillon (nature, tension exercée, ...). En général, la limite supérieure de l'erreur relative est de l'ordre de 1 à 5 p. 100.

CHAPITRE III

Influence d'une tension sur le comportement de la substance en fonction de l'intensité et de la fréquence du champ magnétique.

Rappel de quelques notions théoriques. — HYSTÉRÉSIS. — Dans le domaine des champs faibles, Lord Rayleigh a montré qu'à une variation ΔH du champ correspond une variation ΔB de l'induction telle que :

$$\Delta B = a\Delta H \pm \frac{1}{2} b\Delta H^2 \quad (+ \text{ si } \Delta H > 0, - \text{ si } \Delta H < 0).$$

a désigne la perméabilité initiale ; b , la constante de Rayleigh. D'où, lorsque H varie de 0 à H et B de 0 à B :

$$B = aH + \frac{1}{2} bH^2.$$

L'induction comporte un terme réversible et un terme irréversible, avec :

$$\frac{B_{\text{irrév}}}{B_{\text{rév}}} = \frac{b}{2a} H.$$

S'il s'agit d'un champ alternatif $H = H_1 \cos \omega t$, l'amplitude du champ oscille entre $-H_1$ et $+H_1$ et celle de l'induction entre $-B_1$ et $+B_1$, et :

$$B(t) = (a + bH_1)H_1 \cos \omega t \pm \frac{bH_1^2}{4} (1 - \cos 2\omega t).$$

Le développement en série de Fourier de cette fonction donne, en négligeant les harmoniques, la relation classique :

$$B(t) \simeq (a + bH_1)H_1 \cos \omega t + \frac{4}{3\pi} bH_1^2 \sin \omega t.$$

Le cycle de Rayleigh (2 arcs de parabole) est donc remplacé par une

ellipse. L'induction est déphasée, relativement au champ, d'un angle α_{11} tel que :

$$\operatorname{tg} \alpha_{11} = \frac{4bH_1}{3\pi(a + bH_1)}.$$

En l'absence de pertes d'autre nature, $\mu_1 = a + bH_1$; $\mu_2 = \frac{4}{3\pi} bH_1$. L'extrapolation pour un champ nul de la droite $(\mu_1)_{H=0}$ (H) donnera la valeur de a , c'est-à-dire de la perméabilité initiale μ_0 ; la pente de cette droite, la valeur de b .

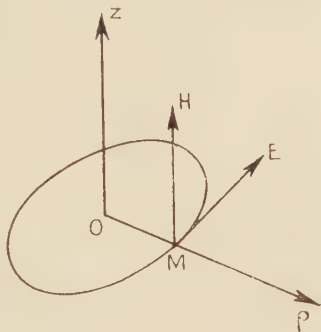
Remarque. — Il est légitime de négliger les harmoniques tant que le facteur de distorsion reste petit (17). Ce coefficient, égal au triple du rapport des amplitudes du 3^e harmonique et du fondamental de l'induction, s'exprime simplement au moyen de :

$$K \simeq \frac{3}{5} \operatorname{tg} \alpha_{11} \simeq 0,25 \frac{b}{a} H_1 \simeq 0,5 \frac{b}{2a} H_1.$$

Dans les conditions opératoires habituellement utilisées ici ($H_1 = 0,05$ œ., $\frac{b}{2a} < 2$), K reste inférieur à 0,05.

EFFET DE PEAU MAGNÉTIQUE. — Soit un conducteur cylindrique de rayon r et de conductibilité σ , placé dans un champ magnétique H dirigé suivant Oz . D'autre part E le champ électrique associé. On a de plus $H = H_1 e^{j\omega t}$ et $B = \mu H$ avec $\frac{d\mu}{d\varphi} = 0$, ce qui suppose que le champ est suffisamment faible pour que l'hystérésis soit négligeable.

En un point $M(\rho, z)$ le champ ne dépend pas de z . Il peut être calculé grâce aux équations de Maxwell qui, appliquées à ce cas particulier, conduisent à :



$$\frac{d^2 H}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dH}{d\rho} - j4\pi\sigma\mu\omega H = 0.$$

Cette équation s'intègre au moyen des fonctions de Bessel d'ordre 0 et admet pour solution, compte tenu des conditions aux limites (pour $\rho = r$, $H = H_0$) :

$$H(\rho) = H_0 \cdot \frac{\mathcal{J}_0(K\rho)}{\mathcal{J}_0(Kr)} \quad (K^2 = -j4\pi\sigma\mu\omega).$$

Sachant en outre que l'induction moyenne dans le noyau s'écrit :

$$B_{\text{moy}} = H_0(\mu_1 - j\mu_2) = \frac{2\mu}{r^2} \int_0^r H(\rho) \rho d\rho = \frac{2\mu}{K^2 r^2} \frac{H_0}{\mathcal{J}_0(Kr)} \int_0^{Kr} \mathcal{J}_0(K\rho) K\rho d(K\rho)$$

on a :

$$\mu_1 - j\mu_2 = \frac{2\mu}{Kr} \frac{J_1(Kr)}{J_0(Kr)}.$$

Soit, en explicitant K et en introduisant le paramètre $x^2 = \pi^2 r^2 \mu \sigma f$:

$$\frac{\mu_1}{\mu} - j \frac{\mu_2}{\mu} = \frac{2}{jx\sqrt{8j}} \cdot \frac{J_1(jx\sqrt{8j})}{J_0(jx\sqrt{8j})}.$$

Il est possible de construire un abaque des valeurs de μ_1/μ et de μ_2/μ en fonction de x^2 (tableau I). Dans un domaine de fréquences suffisamment peu élevées pour que x^2 reste petit, le développement limité :

$$\frac{\mu_1}{\mu} = 1 - \frac{4}{3}x^4 + \dots; \quad \frac{\mu_2}{\mu} = x^2 - \frac{11}{6}x^6 + \dots; \quad \frac{\mu_2}{\mu_1} = x^2 - \frac{x^6}{2} + \dots$$

pourra être utilisé.

La relation donnant μ_1 montre que l'extrapolation pour $f = 0$ de la droite $\frac{1}{\mu_1}(f^2)$ permet d'obtenir la perméabilité μ , les pertes par courants de Foucault étant éliminées, c'est-à-dire la perméabilité initiale si l'on a pris soin au préalable d'extrapoler pour un champ nul la valeur de μ_1 .

De même, pratiquement pour $\operatorname{tg} \alpha < 0,3$, $\operatorname{tg} \alpha$ croît proportionnellement à la fréquence. La pente de cette droite est égale à $C\mu$. $C = \pi^2 r^2 \sigma$ désigne le coefficient de pertes par courants de Foucault. En théorie, pour un champ nul, les pertes devraient s'annuler en même temps que la fréquence. En fait, ceci n'est pas toujours vérifié. C'est pourquoi Jordan introduit dans l'expression de la tangente de l'angle de pertes un terme supplémentaire ε , dû au trainage magnétique. Ainsi, l'extrapolation pour un champ nul donnera $\operatorname{tg} \alpha = C\mu_0 f + \varepsilon$; une 2^e extrapolation pour une fréquence nulle, la valeur de ε .

ANOMALIE DES PERTES PAR COURANTS DE FOUCAULT. — On peut l'évaluer en déterminant le rapport entre la conductibilité σ_a , déduite du coefficient C calculé d'après la valeur de la pente de la droite $\operatorname{tg} \alpha / f$, et la conductibilité vraie σ , mesurée en courant continu :

$$\frac{\sigma_a}{\sigma} = \frac{\rho}{\rho_a} = \frac{(\operatorname{tg} \alpha - \varepsilon)R}{\pi f \mu_0} \quad (R, \text{résistance par cm}).$$

A un excès des pertes correspond un rapport $\rho/\rho_a > 1$. Si les pertes sont inférieures à celles qu'on calcule, $\rho/\rho_a < 1$.

Phénomènes responsables d'un comportement anormal. — Divers phénomènes peuvent être invoqués pour expliquer ces anomalies.

Le trainage magnétique. — Si la durée de stabilisation de l'aimantation est supérieure à la période du champ appliqué, il en résultera un certain trainage de l'induction, d'où un déphasage supplémentaire et un excès des pertes. On sait qu'il existe au moins deux types de trainage :

l'un, dû à la diffusion des impuretés (54), l'autre, dû aux fluctuations thermiques qui aident les parois à franchir les obstacles s'opposant à leurs déplacements (42). Le traînage de diffusion, seul, est fortement influencé par la fréquence et par la température. Il disparaît pour de fortes déformations plastiques, seule subsiste une forme de traînage qui ne dépend ni de la température ni de la fréquence (44) (48). C'est au traînage de fluctuation qu'on rapporte le traînage de Jordan.

L'hétérogénéité de la perméabilité. — Elle s'explique en supposant une variation suivant l'épaisseur, consécutive au laminage (rubans) (14) (32). Il faut donc considérer une certaine répartition de la perméabilité ou texture magnétique macroscopique (20). L'étude de cette texture a pu être effectuée dans le cas des rubans métalliques par une technique d'aminçissement progressif au moyen du polissage électrolytique (1). On retiendra notamment que : si la texture est positive (perméabilité plus faible en surface qu'à l'intérieur) les pertes sont supérieures à celles que prévoit la théorie ; c'est l'inverse si la texture est négative (perméabilité plus élevée en surface qu'à l'intérieur) (36).

Une autre cause d'anomalie réside dans la structure en domaines des ferromagnétiques (55). Dans leur déplacement les parois ne balaient qu'une fraction du volume de ces domaines, il en résulte une distribution non uniforme du flux magnétique et un accroissement des pertes par courants de Foucault, d'autant plus important que les dimensions des domaines deviennent comparables à l'épaisseur de laminage (9).

Enfin, d'autres facteurs peuvent être aussi envisagés : structure granulaire du métal (43), ou bien encore l'influence freinatrice des courants de Foucault microscopiques (57).

Perméabilité complexe. — Selon Arkadiew, il faut considérer une perméabilité complexe $\mu' = \mu(1 - j\gamma)$, donc introduire un déphasage supplémentaire γ . Le calcul, effectué sur cette base (33), donnera les valeurs de μ_1/μ et de μ_2/μ en fonction des paramètres x^2 et γ (tableau I). Le cas particulier, $\gamma = 0$, est celui d'une perméabilité réelle et constante, qui a été traité précédemment.

Le développement limité, pour x^2 petit, donne notamment :

$$\frac{\mu_1}{\mu} = \gamma + x^2(1 + \gamma^2) - \frac{2}{3}x^4\gamma + \gamma^3 + \dots$$

On en déduit que : d'une part, pour une fréquence nulle γ s'identifie à la constante de Jordan ϵ ; d'autre part, les pertes par courants de Foucault sont augmentées ($\rho/\rho_a = 1 + \gamma^2$), mais la valeur de γ déterminée par extrapolation en basse fréquence est le plus souvent trop faible pour rendre compte totalement de l'anomalie observée. 1

TABLEAU I

x^2	$\gamma = 0$			$\gamma = 0.1$			$\gamma = 0.2$		
	$\frac{\mu_1}{\mu}$	$\frac{\mu_2}{\mu}$	$\text{tg } \alpha$	$\frac{\mu_1}{\mu}$	$\frac{\mu_2}{\mu}$	$\text{tg } \alpha$	$\frac{\mu_1}{\mu}$	$\frac{\mu_2}{\mu}$	$\text{tg } \alpha$
0	1	0	0	1	0,100	0,100	1	0,200	0,200
0,01	0,9999	0,0099	0,010	0,998	0,110	0,110	0,996	0,209	0,210
0,04	0,998	0,040	0,040	0,990	0,139	0,140	0,982	0,236	0,241
0,16	0,968	0,153	0,158	0,939	0,243	0,259	0,912	0,329	0,361
0,36	0,861	0,291	0,338	0,815	0,356	0,436	0,776	0,416	0,536
0,64	0,692	0,370	0,535	0,651	0,405	0,621	0,613	0,443	0,721
1,00	0,528	0,372	0,705	0,504	0,395	0,784	0,479	0,411	0,860
1,44	0,429	0,334	0,778	0,408	0,350	0,856	0,390	0,369	0,946
1,96	0,358	0,295	0,823	0,342	0,308	0,901	0,324	0,328	1,01
2,56	0,313	0,261	0,834	0,208	0,276	0,925	0,282	0,293	1,04
4,00	0,250	0,218	0,872	0,239	0,230	0,967	0,227	0,243	1,07
6,25	0,200	0,179	0,895	0,190	0,189	0,995	0,182	0,199	1,09
9,00	0,167	0,152	0,910	0,158	0,161	1,02	0,150	0,170	1,13
25,00	0,100	0,094	0,940	0,095	0,100	1,05	0,090	0,105	1,17

Influence d'une tension sur l'hystérésis. — Dans le domaine des champs utilisés ($H_1 \leq 0,14 \alpha$), les échantillons de nickel étudiés, de même que l'acier « brut » ou recuit 2 jours et le fer « brut », ne présentent aucune hystérésis.

Par contre, le fer après traitement thermique et l'acier recuit 8 jours se caractérisent par une hystérésis marquée. Les résultats relatifs à ces types, pour lesquels je rappelle la valeur de la limite élastique σ_e afin de définir la tension exercée, sont rassemblés au tableau II. Il comporte, correspondant à diverses tensions et au mode d'aimantation réalisé (anhystérétique ou non), les valeurs des coefficients a et b et du rapport $b/2a$. Les valeurs des paramètres $1/x$ et $P_0 y$ sont également indiquées dans le cas de l'aimantation anhystérétique.

ÉTENDUE DU DOMAINE DE RAYLEIGH. — En principe on admet qu'il s'étend jusqu'à des valeurs n'excédant pas le vingtième du champ coercitif. Il faut également considérer que l'application des lois de Rayleigh aux champs alternatifs, telle qu'elle a été exposée ci-dessus (cycle elliptique), n'est valable que si le coefficient de distorsion est petit.

S'il s'agit du fer recuit 0 h 30 mn ou de l'acier, la perméabilité croît toujours proportionnellement au champ. La limite du domaine de Rayleigh n'est donc pas inférieure à $0,14 \alpha$. Elle est moins élevée, par contre, avec le fer recuit 6 heures : encore égale ou supérieure à $0,14 \alpha$ pour une tension nulle, elle est ramenée pour les tensions qui entraînent la plus

forte augmentation de perméabilité à 0,1 ou même à 0,05 σ dans le cas de l'aimantation anhystérique.

A ces valeurs-limites correspond un accroissement de perméabilité de 20 à 30 p. 100, c'est-à-dire un coefficient de distorsion de 0,05 à 0,07. C'est un maximum qu'il ne faut pas dépasser.

VARIATIONS DE a ET DE b . — De l'examen du tableau II il ressort que a et b varient toujours dans le même sens. En général, ils croissent, passent par un maximum puis, en raison du changement de signe de la magnétostriction, diminuent.

TABLEAU II

	σ kg/mm ²				σ kg/mm ²	Aimantation anhystérique				
		a	b	$\frac{b}{2a}$		a	b	$\frac{b}{2a}$	P_0	$\frac{1}{\alpha}$
Fer recuit 0 h 30 m ($\sigma_E = 15$ kg/mm ²)	0,6	237	378	0,80	0,6	250	481	0,96	524	76
	10,8	284	406	0,72	10,8	384	630	0,82	615	42
	17,2	313	425	0,68	17,2	399	630	0,79	637	39
	23,6	133	46	0,17	23,6	150	71	0,24	2 130	31
Fer recuit 6 h ($\sigma_E = 4$ kg/mm ²)	0,6	163	276	0,85	0,6	198	637	1,61	313	162
	2,5	169	304	0,90	5,1	340	1 640	2,42	208	143
	5,1	261	812	1,56	8,9	294	785	1,33	377	90
	7,6	257	565	1,10						
Acier recuit 8 j ($\sigma_E = 4$ kg/mm ²)	10,2	216	282	0,69						
	0,6	195	248	0,64	0,6	290	637	1,10	465	74
	2,5	192	230	0,59	3,8	395	989	1,25	401	63
	5,1	191	205	0,54	8,3	301	735	1,22	411	80
	7,6	187	191	0,51						
	10,2	174	163	0,47						
	12,7	166	156	0,47						

L'acier recuit 8 jours fait exception : il se comporte comme une substance à magnétostriction négative si bien que a et b diminuent toujours. Ainsi qu'on le verra plus loin (chap. V), ce phénomène s'observe pour des éprouvettes soumises au préalable à de petites tensions, comme si cette opération entraînait une saturation irréversible de la magnétostriction positive. Dans le cas présent, on peut penser que les tensions internes créées au cours du refroidissement qui suit le recuit en sont responsables. En particulier, celles qui se produisent du fait même de la magnétostriction, lors de l'apparition de l'aimantation spontanée au point de Curie, ne peuvent être évitées. Or le point de Villari se situe

ici seulement à $3,5 \text{ kg/mm}^2$ ($H_1 = 0,05 \text{ Oe}$). Cette anomalie disparaît si l'on opère en présence d'un champ alternatif démagnétisant car l'aimantation anhystérétique ne dépend pas de l'histoire du matériau.

La désaimantation sous tension entraîne toujours une nette augmentation des coefficients a et b .

VARIATIONS DU RAPPORT $b/2a$. — L'évolution de ce rapport en fonction de la tension indique que les phénomènes réversibles et irréversibles sont inégalement influencés. Le plus souvent (fer recuit 6 heures, acier recuit 8 jours) $b/2a$ varie dans le même sens que a . Il est cependant possible d'observer l'inverse. C'est le cas du fer recuit 0 h 30 mn dans le domaine des tensions où a est croissant. Une traction augmente ici la perméabilité sans accroître en même temps les pertes par hystérésis.

D'un point de vue pratique on notera enfin que, si l'on connaît l'influence d'une tension sur le rapport $b/2a$, on peut prévoir inversement l'influence de l'intensité du champ magnétique sur le coefficient de sensibilité relative à la traction $\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial \mu}{\partial \sigma} \right)$. On vérifie en effet que :

$$\frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{b}{2a} \right) = \frac{\sigma^2}{2a^2} \frac{\partial}{\partial H} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial \sigma} \right).$$

Quel que soit le signe de $\frac{\partial \mu}{\partial \sigma}$, la sensibilité à la traction est d'autant meilleure que l'intensité du champ est plus élevée s'il s'agit du fer recuit 6 heures ou de l'acier. Pour le fer recuit 0 h 30 mn, elle est meilleure dans les champs faibles si $\frac{\partial \mu}{\partial \sigma} > 0$, dans les champs forts si $\frac{\partial \mu}{\partial \sigma} < 0$.

RELATIONS ENTRE a ET b . — Lorsqu'il s'agit des variations de a et de b en fonction de la température, on admet la relation $b = Ca^n$ (21) (46). Dans le cas du fer $n = 5/3$. La valeur de n est pourtant fortement influencée par les impuretés, les traitements thermique ou mécanique (26). Pour une traction, d'autres auteurs (2) calculent $n = 3$, ce qu'ils vérifient avec des échantillons de fer soumis à diverses tensions élastiques. Cependant, de la relation de Néel (voir p. 496) on déduit : $b = \frac{17,55 \cdot 10^{-8}}{2\alpha^2 I_\infty} (a - 1)^2$; soit $n = 2(a \gg 1)$, à condition que I/α reste pratiquement constant.

Les valeurs de a et de b , rassemblées au tableau II, vérifient approximativement la relation $b = Ca^n$, tout au moins dans un domaine où $\frac{\partial \mu}{\partial \sigma}$ garde un signe constant. On ne dispose pas de résultats en nombre suffisant pour déterminer avec précision la valeur de n , ceci nécessiterait une étude plus approfondie qui sort du cadre de ce travail. Toutefois, il semble que n varie suivant la nature de l'échantillon et le mode d'aimantation réalisé : $0,5 < n < 4$. Avec le fer recuit 0 h 30 mn on trouve $n < 1$, puisque alors, ainsi qu'il a été vu, b croît moins vite que a .

En général, on ne saurait vérifier convenablement l'expression $b = Ca^n$. Comme je le montre au paragraphe suivant, $1/\alpha$ varie avec l'effort exercé. On ne détermine donc qu'une valeur moyenne de n , inférieure à 2 si $1/\alpha$ diminue, supérieure à 2 si $1/\alpha$ augmente. C'est pourquoi, dans le cas du fer recuit 6 heures ($n = 1,8$) ou de l'acier recuit 8 jours ($n = 1,4$) aimantés anhystérétiquement, alors que $1/\alpha$ varie peu (tant que a demeure croissant, on a respectivement : $\frac{\Delta\alpha}{\alpha} < 12$ p. 100, $\frac{\Delta\alpha}{\alpha} < 15$ p. 100) n se rapproche de la valeur théorique 2.

VARIATIONS DE α ET DE P_0 . — Le calcul de ces paramètres, dont la signification a été exposée plus haut (p. 496), s'effectue simplement à partir des valeurs de a et de b , relatives à l'aimantation anhystérétique, suivant :

$$P_0 = 0,59 J_x \frac{a-1}{b}; \quad \frac{1}{\alpha} = 5,71 J_x \frac{b}{a-1}.$$

En prenant par exemple, afin d'obtenir un ordre de grandeur, $J_x = 1\,720$ gauss, on trouve les chiffres du tableau II.

P_0 , qui donne une idée de l'amplitude moyenne des perturbations, diminue après recuit et semble moins élevé pour le fer que pour l'acier. $1/\alpha$, c'est-à-dire le nombre de minima de la fonction W/S contenus dans le parcours moyen des parois, varie en sens contraire. Ceci s'explique non seulement par un agrandissement des domaines, mais aussi par le fait que les minima sont plus rapprochés : les perturbations affectent seulement des petits volumes (40).

Dans le cas de l'acier une traction modifie peu $1/\alpha$. De même pour le fer recuit 6 heures, tant que la tension n'excède guère la limite élastique. S'il s'agit du fer recuit 0 h 30 mn, $1/\alpha$ décroît constamment. On note (le fer recuit 0 h 30 mn excepté) une diminution de P_0 dans le domaine des tensions où α croît ; au-delà, une augmentation.

L. Lliboutry (34), qui expérimenta sur des aciers soumis à des efforts élastiques, trouve, tandis que a croît, une diminution de l'opposition moyenne P_0 en même temps que $1/\alpha$ varie peu.

W. Jellinghaus et K. Janssen (25) calculent qu'une tension augmente le gradient énergétique moyen dont dépend la mobilité des parois, car le champ démagnétisant s'accroît. Une traction doit donc diminuer la perméabilité initiale, dans la mesure où celle-ci est régie par le déplacement des parois à 180° ; car, dans le cas des parois à 90° , la tension crée une pression supplémentaire à celle qu'exerce le champ et cet effet se schématise par une diminution de l'opposition. Ainsi, la croissance de perméabilité s'explique par une prédominance des parois à 90° et par suite : lorsque a croît, P_0 devrait diminuer ; inversement lorsque a décroît, P_0 augmenter.

C'est ce que je vérifie ici avec le fer recuit 6 heures et l'acier, et c'est sans doute le cas général ; mais à condition que $1/\alpha$ varie peu, car les

déplacements de parois dépendent non seulement de l'amplitude des fluctuations, mais aussi de leur échelle ($a = K \frac{\alpha}{p_0}$). Pour le fer recuit 0 h 30 mn par exemple, une tension de 17 kg/mm², qui élève a de 60 p. 100, augmente P_0 de 20 p. 100 mais diminue $1/\alpha$ de 50 p. 100. Aussi, dans ce cas, la variation de ce dernier paramètre est-elle la plus importante à considérer.

Influence d'une tension sur les pertes par courants de Foucault. — Puisque l'angle de pertes est une fonction croissante de la variable $x^2 = \pi^2 r^2 \mu \sigma f$, on conçoit en première approximation, les autres facteurs qui interviennent étant supposés constants, que ses variations sous l'effet d'une tension seront parallèles à celles de la perméabilité initiale. Aussi observe-t-on, si la magnétostriction est positive, que : pour une fréquence donnée, la perméabilité réduite $\frac{\mu_1}{\mu_0}$ diminue lorsque la tension croît ; de même, l'application d'une tension déplace le maximum des courbes $\frac{\mu_2}{\mu_0}(f)$ vers les basses fréquences. Les phénomènes inverses ont lieu si la magnétostriction est négative.

D'autre part, en ne considérant que les variations de μ_1 , par suite de l'effet de peau magnétique la sensibilité relative à la traction est toujours d'autant meilleure que la fréquence est plus basse.

CONFRONTATION AVEC LA THÉORIE. — Les courbes représentant les variations des composantes $\frac{\mu_1}{\mu_0}$ et $\frac{\mu_2}{\mu_0}$ de la perméabilité réduite en fon-

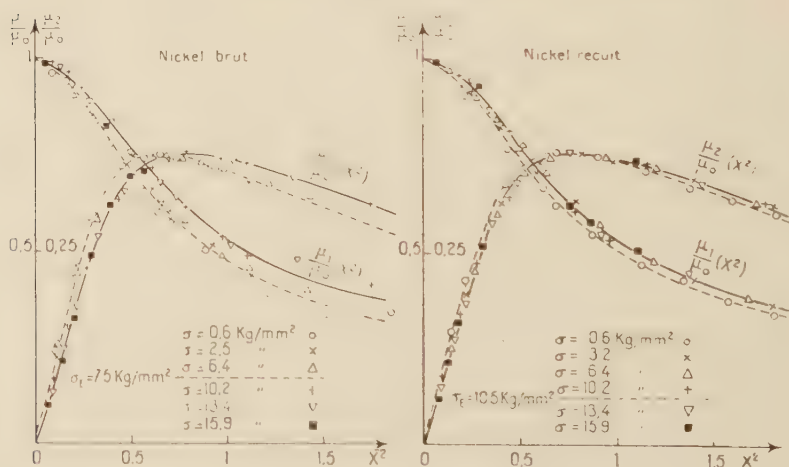


Fig. 2. — Courbes $\frac{\mu_1}{\mu_0}(x^2)$, $\frac{\mu_2}{\mu_0}(x^2)$ relatives à différentes tensions σ .
(Les courbes théoriques sont tracées en trait plein).

tion de la fréquence ne suffisent pas pour caractériser l'effet d'une tension, puisque leur position dépend en particulier de la valeur de μ_0 . Il est préférable de prendre comme variable le paramètre $x^2 = \pi^2 r^2 \mu_0 \sigma /$ les variations dues à la tension du terme σr^2 sont complètement négligeables devant celles de μ_0 , ce qui fournit une représentation universelle, confrontable avec les courbes théoriques déduites du calcul précédent.

Pour chaque échantillon étudié, je tracerai donc les courbes $\frac{\nu_1}{\nu_0} x^2$, $\frac{\nu_2}{\nu_0} (x^2)$ relatives à différentes tensions. J'indiquerai également quelques caractéristiques : le maximum de $\frac{\nu_2}{\nu_0}$ (sommet de dispersion), son ordonnée et son abscisse, ainsi que la tangente de l'angle de pertes correspondant ; le rapport ρ/ρ_a et la constante de Jordan ϵ ; la valeur de γ , déduite de la comparaison des courbes expérimentales $\text{tg } \alpha(x^2)$ avec celles qui sont calculées pour diverses valeurs de ce paramètre, afin d'essayer de chiffrer l'écart entre les pertes réelles et les pertes théoriques.

Nickel. — Les résultats de cette étude, qui a été poursuivie jusqu'à 2 MHz, sont schématisés par la figure 2.

Pour de petites tensions, on note un léger excès des pertes : le sommet de dispersion est un peu décalé vers les faibles valeurs de x^2 . Le trainage de Jordan est faible ($\epsilon \leq 0,02$), mais l'importance des pertes supplémentaires s'accroît avec la fréquence (à 2 MHz $\gamma \simeq 0,1$). Ces anomalies sont corrigées par le recuit et disparaissent pour des tensions suffisamment élevées. On observe la coïncidence des courbes théoriques et expérimentales avec $\sigma = 3,2 \text{ kg/mm}^2$ (domaine élastique) dans le cas du nickel recuit, avec $\sigma = 10,2 \text{ kg/mm}^2$ (domaine plastique) dans le cas du nickel « brut ». Le rapport ρ/ρ_a reste toujours très voisin de 1.

En résumé, tant que les pertes sont peu élevées ($\text{tg } \alpha < 0,3$), et surtout s'il s'agit des fils recuits, le comportement est pratiquement normal. Les anomalies signalées croissent avec la fréquence, mais sont corrigées par le recuit ainsi que par l'application d'une tension.

Fer. — Les mesures ont été effectuées jusqu'à 2 MHz dans le cas du fer « brut ». Avec les échantillons recuits une limite supérieure 0,2 MHz est suffisante pour obtenir une dispersion notable. Pour ces derniers (fig. 3), j'ai également étudié l'influence du mode d'aimantation.

Le matériau « brut » présente des pertes inférieures à celles qu'on calcule ($\rho/\rho_a = 0,9$). Cette anomalie, qui se retrouve pour l'acier (l'allure des courbes ayant trait au fer « brut » est analogue à celles de la figure 4), semble caractériser l'état écroui : non seulement elle disparaît après un recuit de 0 h 30 mn, mais encore elle réapparaît si le métal ainsi traité est soumis à de fortes tractions. Ainsi, pour une tension $\sigma = 23,6 \text{ kg/mm}^2$ ρ/ρ_a tombe de 1 à 0,8.

Ce cas excepté, l'accord avec la théorie est bon, au moins en deçà du

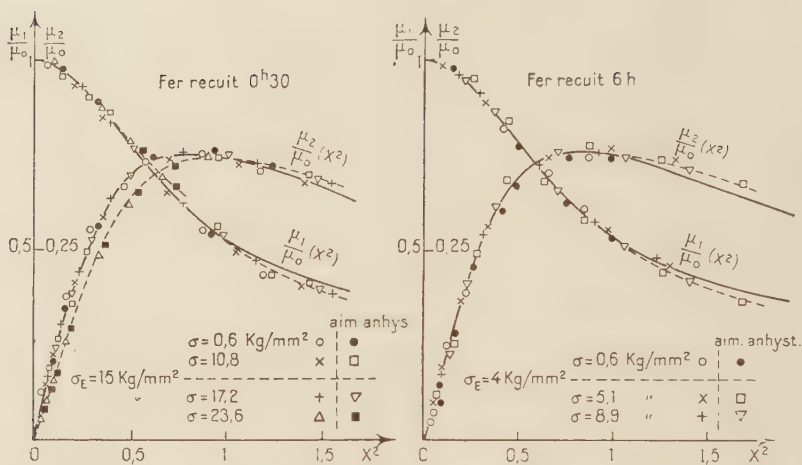


Fig. 3. — Courbes $\frac{\mu_1}{\mu_0}(x_2)$, $\frac{\mu_2}{\mu_0}(x_2)$ relatives à différentes tensions σ .
Les courbes théoriques sont tracées en trait plein).

sommet de dispersion ($\tan \alpha < 0,6$). Au delà, on note un excès des pertes qui croît avec la fréquence. Dans le domaine exploré, $\gamma \leq 0,1$. La constante de Jordan est toujours négligeable ($\varepsilon < 0,01$). La réalisation d'une aimantation anhystérique n'apporte aucune modification.

On retiendra donc surtout que seuls les échantillons recuits ont un

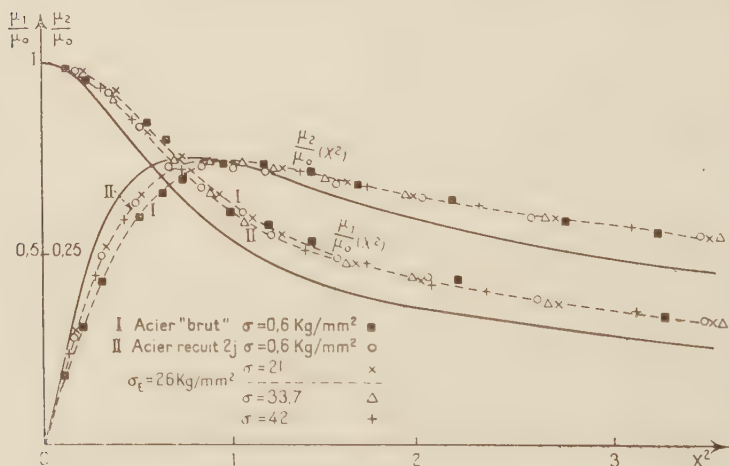


Fig. 4. — Courbes $\frac{\mu_1}{\mu_0}(x_2)$, $\frac{\mu_2}{\mu_0}(x_2)$ relatives à différentes tensions σ .
(Les courbes théoriques sont tracées en trait plein).

comportement normal, tout au moins pour $\operatorname{tg} \alpha < 0,6$. L'écroutissage entraîne une modification de structure telle que les pertes deviennent inférieures aux pertes calculées.

Acier. — Il s'agit d'un acier assez riche en C et en Si (voir p. 500), d'où sa forte résistivité : $17,6 \mu\omega \cdot \text{cm}$. Un recuit prolongé 2 jours la diminue peu ($16,5 \mu\omega \cdot \text{cm}$). Il faut poursuivre ce traitement 8 jours pour parvenir à une résistivité de $10,6 \mu\omega \cdot \text{cm}$, de l'ordre de grandeur de celle du fer. Ces impuretés doivent être maintenant en majeure partie éliminées.

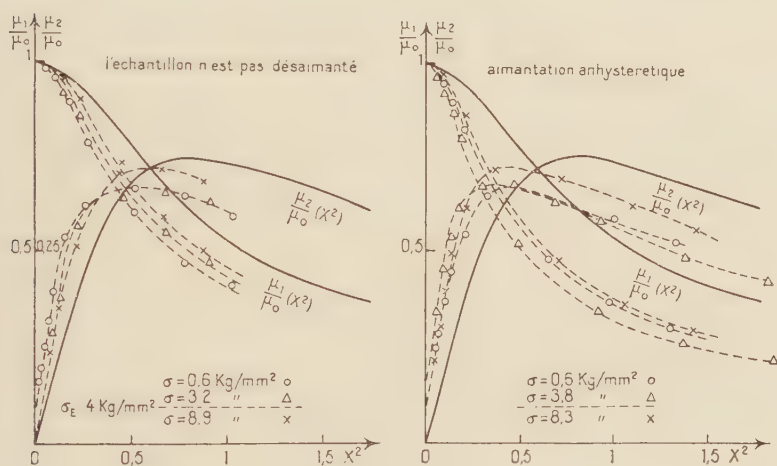


Fig. 5. — Courbes $\frac{\mu_1}{\mu_0}(x^2)$, $\frac{\mu_2}{\mu_0}(x^2)$ relatives à différentes tensions σ , dans le cas de l'acier recuit 8 jours.

(Les courbes théoriques sont tracées en trait plein).

Les mesures ont été poursuivies jusqu'à 2 MHz dans le cas des fils « bruts » ou recuits 2 jours (fig. 4), jusqu'à 0,2 MHz dans le cas des fils recuits 8 jours (fig. 5).

Une anomalie par défaut des pertes observées distingue encore l'acier « brut » fortement écroui et le sommet de dispersion est décalé vers les fortes valeurs de x^2 . Ceci est un peu atténué par un recuit de 2 jours (ρ/ρ_a s'élève de 0,7 à 0,8). Le traînage de Jordan est toujours faible ($\epsilon \leq 0,02$). La tension n'apporte aucune modification.

Au contraire, l'acier recuit 8 jours se caractérise par un excès des pertes. C'est ce qui ressort de l'examen de la figure 5 ainsi que du tableau suivant où $\left(\frac{\mu_2}{\mu_0}\right)_s$, x^2 , $\operatorname{tg} \alpha_s$ désignent respectivement l'ordonnée, l'abscisse du sommet de dispersion et $\operatorname{tg} \alpha$ correspondant.

L'anomalie varie dans le même sens que la perméabilité : une tension réduit l'excès des pertes si l'échantillon n'est pas désaimanté (on a ici, comme il a été dit, $\lambda < 0$) ; elle l'accroît d'abord avant de le réduire ensuite, dans le cas de l'aimantation anhystérétique. L'écart avec la théorie semble s'accroître avec la fréquence, au moins en deçà du sommet de dispersion. Le traînage de Jordan varie selon les cas : $\varepsilon \leq 0,07$.

	σ						Aimantation anhystérétique					
	kg/mm^2	$\left(\frac{\mu_2}{\mu_0}\right)$	x_s	$\lg \alpha_s$	ε	ρ, ρ_1	kg/mm^2	$\left(\frac{\mu_2}{\mu_0}\right)$	x_s	$\lg \alpha$	ε	ρ/ρ_2
Acier recuit 8 j ($\sigma_c = 4 \text{ kg/mm}^2$)	0,6	0,34	0,50	0,55	0,05	1,54	0,6	0,34	0,45	0,55	0,05	1,54
	3,2	0,34	0,55	0,55	0,02	1,46	3,8	0,34	0,35	0,55	0,07	1,92
	8,9	0,36	0,60	0,58	0,01	1,33	8,3	0,36	0,45	0,58	0,03	1,69

Les valeurs de $\left(\frac{\mu_2}{\mu_0}\right)_s$ et de $\lg \alpha_s$ sont un peu inférieures aux chiffres théoriques (respectivement 0,375 et 0,62, mais la valeur de $\left(\frac{\mu_1}{\mu_0}\right)_s$ est normale (0,61). Or le déplacement du sommet de dispersion vers les faibles valeurs de x^2 devrait s'accompagner d'une augmentation de son ordonnée. Cette contradiction peut s'expliquer en supposant que μ ne reste pas identique à la perméabilité initiale μ_0 mais diminue avec la fréquence, d'où : $\frac{\mu_1}{\mu_0} < \frac{\mu_1}{\mu}$, $\frac{\mu_2}{\mu_0} < \frac{\mu_2}{\mu}$ et $x^2(\mu_0) > x^2(\mu)$. Ainsi les courbes $\frac{\mu_1}{\mu}(x^2)$, $\frac{\mu_2}{\mu}(x^2)$ se déduiraient de celles qui sont tracées ici ($\mu \equiv \mu_0$) par une translation dans le sens des ordonnées positives puis dans le sens des abscisses négatives. Ce n'est que pour $\frac{\mu_1}{\mu}$ que ces deux opérations se compensent.

A condition d'admettre qu'après ce recuit très prolongé les domaines se sont beaucoup agrandis, on peut penser à une dispersion de μ due aux courants de Foucault microscopiques : il faudrait pour obtenir $\frac{\mu_1}{\mu_0} = 0,9$ (chiffre expliquant l'écart signalé) une épaisseur de domaine $l \simeq 30$ microns.

En résumé, on note de fortes anomalies des pertes par courants de Foucault : par défaut pour l'acier « brut » ou recuit 2 jours, par excès pour l'acier recuit 8 jours. Dans ce dernier cas il faut sans doute tenir compte de l'influence des dimensions des domaines, c'est ce qu'indique la rapide obtention du sommet de dispersion (9). Il faudrait le confirmer dans une étude ultérieure, par exemple au moyen des figures de Bitter.

De plus, en opérant sur des fils amincis par polissage électrolytique, on devrait, si l'hypothèse formulée ci-dessus est juste, obtenir un excès des pertes d'autant plus marqué que les dimensions des domaines deviennent comparables au diamètre du fil.

CHAPITRE IV

Influence d'une tension sur la résistance électrique et sur la perméabilité magnétique du nickel.

Ou bien la traction est effectuée d'une manière continue et croissante : on a les courbes $\Delta R(\sigma)$, $\mu(\sigma)$ représentant les variations de résistance et de perméabilité en fonction de la tension effectivement appliquée ; ou bien l'on revient toujours à la tension initiale avant d'exercer une tension plus importante : on a les courbes $\Delta R_0(\sigma)$, $\mu_0(\sigma)$ représentant les variations de la résistance et de la perméabilité, mesurées après suppression de la tension.

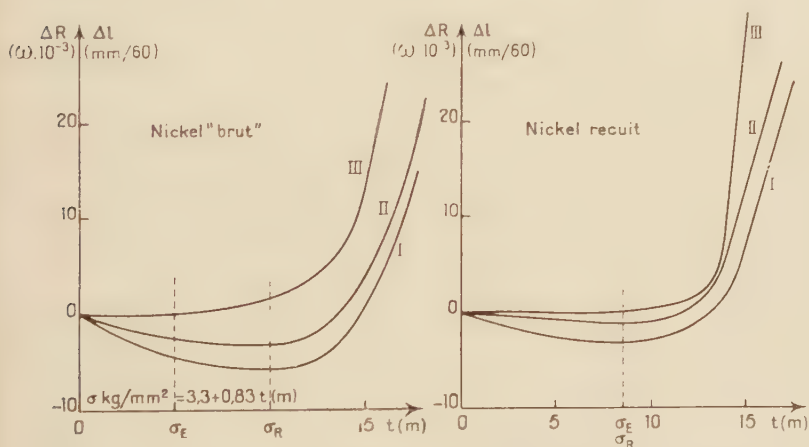


Fig. 6. — Influence d'une tension sur la résistance électrique du nickel.

I. Courbe $\Delta R(\sigma)$; II. Courbe $\Delta R_0(\sigma)$; III. Courbe $\Delta l_0(\sigma)$.

Résistance électrique — Les courbes $\Delta R(\sigma)$, $\Delta R_0(\sigma)$, ainsi que la caractéristique allongement résiduel-tension $\Delta l_0(\sigma)$ qui permet de définir les domaines élastique et plastique, sont rassemblées à la figure 6.

Courbe $\Delta R(\sigma)$. — Lorsque la tension croît, la résistance électrique diminue d'abord, passe par un minimum, puis croît de façon d'autant

plus marquée que pour des tensions plus élevées apparaît le fluage.

La diminution maximum de résistance observée est de l'ordre de grandeur des valeurs signalées par d'autres auteurs. On trouve ici : 0,5 p. 100 pour les fils « bruts », soit une diminution de résistivité de 0,6 p. 100 ; de 0,2 à 0,4 p. 100 pour les fils recuits, soit une diminution de résistivité de 0,25 à 0,45 p. 100. La variation de résistivité est déduite de la formule classique : $\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta \rho}{\rho} + (1 + 2\nu) \frac{\Delta l}{l}$, avec le coefficient de Poisson $\nu = 0,31$ (49).

La tension σ , relative à ce minimum, est mieux définie. Elle s'élève à 11 kg/mm² dans le cas des fils « bruts », c'est-à-dire dans le domaine des faibles déformations plastiques ($\epsilon_0 \simeq 0,3$ p. 100). Elle correspond à la limite élastique, 10,5 kg/mm², s'il s'agit des fils recuits.

RÉVERSIBILITÉ. — Il n'existe aucun domaine de réversibilité : lorsqu'on annule la tension, la résistance ne revient pas à sa valeur initiale. Les courbes $\Delta R(\sigma)$ et $\Delta R_0(\sigma)$ (I et II sur la figure 6) sont analogues.

En l'absence de déformations plastiques, cette hystérésis est à rapprocher de la magnétorémanence (15). Son origine n'est pourtant pas uniquement magnétique, car même dans le domaine de réversibilité de la perméabilité (nickel recuit) on observe une légère hystérésis ($< 0,1$ p. 100). La désaimantation longitudinale reste sans effet.

INFLUENCE DES TENSIONS PRÉALABLES. — Tant que l'effort exercé au préalable n'excède pas σ_n , le minimum de résistance se situe à cette valeur. S'il est plus élevé, le minimum se déplace vers les fortes tensions, il a lieu pour une tension un peu inférieure à celle qui a été exercée et coïncide avec la nouvelle limite élastique.

Dans tous les cas la diminution de résistance est moindre. Ainsi, avec des fils étirés plastiquement ($\epsilon_0 \simeq 0,8$ p. 100), on trouve que R diminue seulement de 0,3 p. 100. Le comportement des types « brut » et recuit est devenu identique après une déformation plastique importante. Il en est de même au point de vue mécanique ($E = 18\,500$ kg/mm² dans les deux cas) et, ainsi qu'on le verra, quant à la perméabilité magnétique.

SITUATION DU MINIMUM DANS LE DIAGRAMME ALLONGEMENT-TENSION. — L'obtention du minimum de résistance n'indique pas qu'on soit parvenu à l'état de saturation défini précédemment (p. 499). En théorie, avec $B = 3,08 \cdot 10^{-2}$ (15), on aurait $(\Delta \rho / \rho)_{al} = -1$ p. 100, valeur qui n'est ici jamais atteinte. D'ailleurs pour des tensions $\sigma > \sigma_n$ la perméabilité continue à diminuer. Il y a lieu d'envisager :

— une augmentation de résistance, phénomène commun à tous les métaux, due en partie aux modifications de la forme géométrique, en partie à un accroissement de la résistivité. D'abord proportionnelle à la tension dans le domaine élastique, cette augmentation de résistance

devient de plus en plus rapide au fur et à mesure que les déformations plastiques interviennent ;

-- une diminution de résistivité, liée à la magnétostriction négative du nickel, qui se ralentit en même temps que la tension croît et tend vers une valeur limite (saturation).

Le minimum des courbes $\Delta R, \sigma$ traduit évidemment un équilibre entre ces deux processus, son amplitude dépend de leur importance mutuelle à cet instant. Comme la saturation n'est atteinte que pour des tensions élevées : 50 kg/mm² (15', il est vraisemblable que le processus magnétique reste toujours prépondérant à l'intérieur du domaine élastique. C'est ce qu'on observe ici où σ_E est inférieur à 10,5 kg/mm². Par suite, lorsque le passage du domaine élastique au domaine plastique s'effectue brusquement, c'est le cas des fils recuits ou déjà étirés plastiquement, il en résulte un soudain accroissement de la résistance électrique et le minimum coïncide pratiquement avec la limite élastique ; il se trouvera un peu décalé vers les valeurs plus élevées de la tension si la déformation est plus graduée (fils « bruts »).

ANNULATION DE LA TENSION EXERCÉE. — Dans ce cas il doit se produire une diminution de résistance proportionnelle à la tension résiduelle en même temps qu'une augmentation liée aux variations d'aimantation, qui devient prépondérante dans le domaine des faibles tensions. C'est pourquoi la résistance reste d'abord pratiquement constante avant de croître ensuite.

Perméabilité magnétique. — Les mesures ont été effectuées en présence d'un champ de faible amplitude ($H_e = 0,07$ œ) et de fréquence 10 kHz. Donc, d'après les résultats de l'étude exposée au chapitre III, en l'absence de pertes par hystérésis et par courants de Foucault. On obtient ainsi directement la perméabilité initiale.

COURBE $\mu_0(\sigma)$. — Elle est représentée sur la figure 7. Je rappelle qu'on a : $\mu_0 - 1 = K(C - C_0)_f = 10\text{kHz}$ (voir p. 505).

Les résultats obtenus montrent qu'à une tension donnée, supérieure à toutes celles qui ont déjà été exercées, correspond une valeur parfaitement définie de la perméabilité, indépendante du mode d'établissement de la tension. Que l'on soumette le fil à une traction continue et croissante ou que l'application d'une tension supérieure soit précédée d'un retour à la tension initiale, on a une courbe unique, caractéristique de l'effort appliqué.

Lorsque la tension croît, μ_0 diminue suivant deux processus :

— de σ_0 à $\sigma_\mu = 10$ kg/mm², μ_0 décroît plus faiblement que ne le prévoit la théorie, ceci étant surtout marqué dans le cas du nickel « brut ». D'un échantillon à l'autre μ_0 diffère un peu, aussi peut-on obser-

ver dans cette région plusieurs courbes relatives aux divers fils essayés, mais d'allure évidemment identique. Ces divergences s'annulent pour $\sigma \geq \sigma_\mu$;

— à partir de σ_μ , μ_0 décroît proportionnellement à $1/\sigma$ suivant la relation de Becker-Kersten : $(\mu_0 - 1)\sigma = 4\pi C$ (voir p. 494), qu'il s'agisse du nickel « brut » ou du nickel recuit. Des mesures absolues permettent de calculer C . Je trouve : $\mu_0 - 1 = \frac{315 \pm 20}{\sigma}$, soit $C = 25 \pm 1 \text{ kg/mm}^2$. En théorie, avec $\mathfrak{J}_s = 490$ et $\lambda = -3,4 \cdot 10^{-5}$, $C = 24 \text{ kg/mm}^2$.

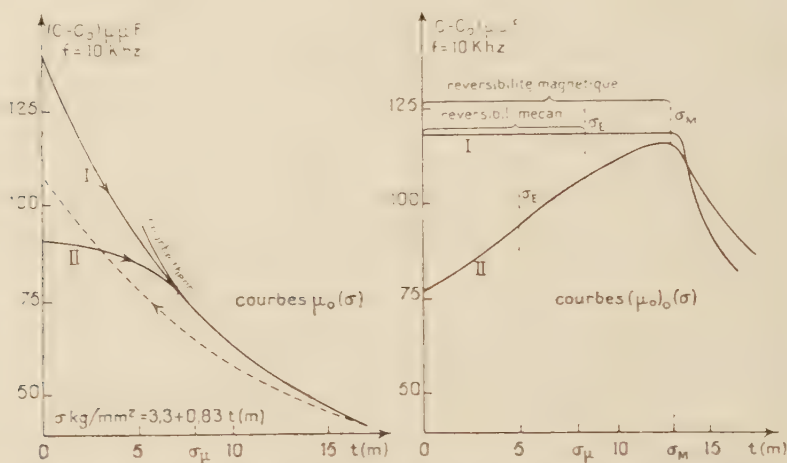


Fig. 7. — Influence d'une tension sur la perméabilité magnétique du nickel. I. Fils recuits ; II. Fils « bruts ».

La caractéristique σ_μ se situe dans le domaine des faibles déformations plastiques ($\varepsilon_0 = 0,3$ p. 100) dans le cas des fils « bruts ». Elle coïncide presque avec la limite élastique dans le cas des fils recuits.

Si l'on revient à la tension initiale, μ_0 croît suivant un processus commun à tous les échantillons étudiés, recuits ou non. Cette courbe « retour » ne vérifie plus la théorie, elle se décrit invariablement si l'on effectue des tractions ultérieures, pourvu qu'elles n'excèdent pas celles qui ont été réalisées précédemment.

RÉVERSIBILITÉ MAGNÉTIQUE. — Un domaine de réversibilité n'a pu être observé que dans le cas du nickel recuit. De l'examen des courbes $(\mu_0)_0(\sigma)$ (fig. 7) il ressort qu'une tension inférieure à la limite $\sigma_M = 14 \text{ kg/mm}^2$ ne produit aucune modification irréversible. Cette caractéristique σ_M se situe dans le domaine des faibles allongements

plastiques ($\varepsilon_0 \simeq 0,03$ p. 100). On ne peut donc pas conclure à l'identité des domaines de réversibilité mécanique et magnétique (27). C'est seulement au-delà d'un certain seuil qu'une déformation permanente entraîne une modification de structure magnétique, caractérisée par une diminution de la perméabilité.

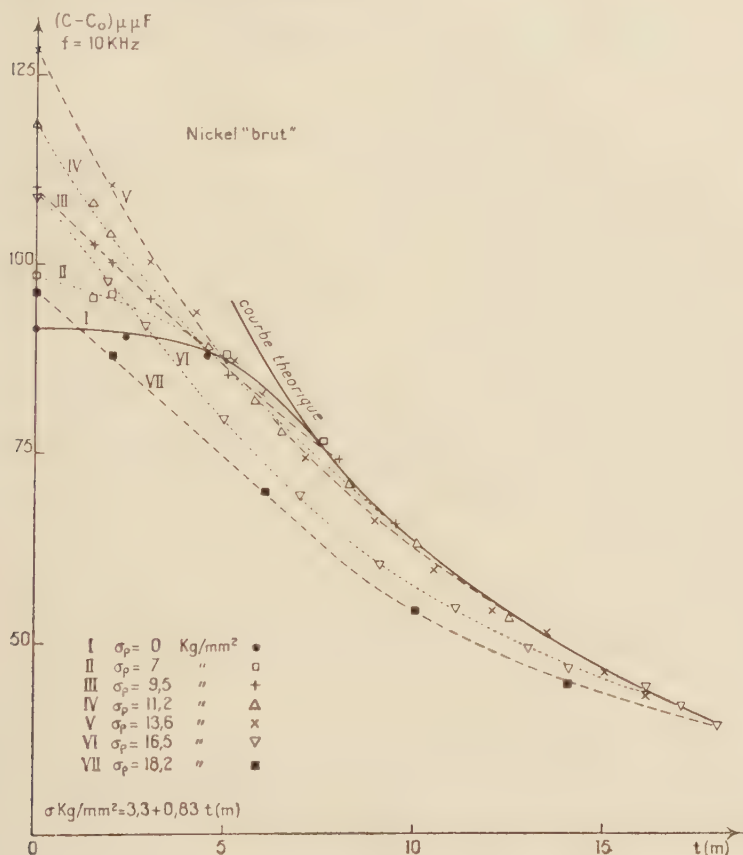


Fig. 8. — Courbes $\mu_0(\sigma)$ relatives à un fil soumis à diverses tensions préalables σ_p .

(La courbe en trait plein correspond à l'état initial du métal, avant ce traitement).

Dans le cas du nickel « brut », la perméabilité mesurée après suppression de l'effort croît, passe par un maximum pour $\sigma = \sigma_M$ et diminue ensuite. La désaimantation longitudinale du matériau sous tension est inefficace. Ce maximum a lieu dans le domaine plastique

$\nu_0 \simeq 0,1$ p. 100. J'ai pu observer un tel comportement également avec des fils d'une autre provenance. Il semble dû à une structure très imparfaite qui s'améliore non seulement sous l'effet d'un recuit, mais aussi sous l'influence de tractions. Ainsi, un fil « brut » ayant déjà supporté une tension de 14 kg. mm^2 présente une perméabilité qui s'élève à plus du double de sa valeur initiale. Ce comportement anormal explique la faible diminution de perméabilité produite par une petite tension ($\sigma < \sigma_u$).

INFLUENCE D'UNE TENSION PRÉALABLE. — Le tracé des cycles successifs $\mu_0(\sigma)$ correspondant à un effort maximum de plus en plus important (fig. 8) permet de préciser l'influence du traitement mécanique antérieur, susceptible d'augmenter la valeur des caractéristiques σ_u et σ_M .

Une tension préalable, supérieure à σ_u (nickel « brut »), réduit le domaine de validité de la théorie de Becker. Elle définit sa limite supérieure. Ceci s'observe aussi dans le cas du nickel recuit, mais au-delà du domaine de réversibilité ($\sigma > \sigma_u$).

Comme, à condition de ne pas dépasser la tension précédemment appliquée, la courbe $\mu_0(\sigma)$ se décrit ensuite réversiblement, il est possible de reculer la limite de réversibilité magnétique en exerçant une tension préliminaire supérieure à σ_M (nickel recuit), ou même de créer un domaine de réversibilité délimité par l'effort antérieur (nickel « brut »). Toutefois dans ce dernier cas la réversibilité n'est parfaite que si l'on effectue une désaimantation simultanée, surtout s'il s'agit de faibles tensions.

On remarquera enfin qu'après une déformation plastique mettant en jeu un effort à la fois supérieur à σ_u et à σ_M ces caractéristiques coïncident avec la nouvelle limite élastique définie, elle aussi, par la tension exercée au préalable.

LES TENSIONS INTERNES. — L'évaluation des tensions internes dans le cadre de la théorie de Becker (je rappelle qu'on a ici : $(\mu_0 - 1)\sigma_i = 205$ donne respectivement 2,5 et $6,2 \text{ kg/mm}^2$ pour les échantillons recuits ($\mu_0 = 85$) et « bruts » ($\mu_0 = 35$). Ces valeurs sont bien supérieures à celles qui sont dues à la magnétostriction : $(\sigma_i)_{\min} = \lambda E$, de l'ordre de $0,5 \text{ kg/mm}^2$. La perméabilité des types examinés est inférieure à celle de ceux qui ont été étudiés par Kersten (250 à 270). Elle n'est cependant pas anormalement basse et divers auteurs 50-50' signalent des valeurs du même ordre qu'ici.

Les résultats exposés ci-dessus conduisent à penser qu'une tension extérieure, pourvu qu'elle n'exède pas 14 kg/mm^2 , n'augmente pas les tensions internes préexistantes (nickel recuit) ou même les diminue (nickel « brut »). Il est possible dans ce dernier cas que les tensions internes initiales se répartissent sous l'effet de la tension d'une manière plus uniforme, ce qui se traduit par une diminution du taux global σ_i .

DOMAINE DE VALIDITÉ DE LA RELATION $(\mu_0 - 1)\sigma = \text{Cte.}$ — En accord avec Kersten on remarque que le recuit ne modifie pas les valeurs de la constante C et de σ_0 . Cependant σ_0 dépend quand même de l'histoire du matériau. Ainsi, je n'ai pu vérifier cette relation avec des fils recuits d'une autre provenance, bien que soumis à une tension de 30 kg/mm^2 2 fois supérieure à la limite élastique. On a vu d'ailleurs pour les fils étudiés ici que des tensions préalables extérieures au domaine de réversibilité augmentaient σ_0 . Ceci expliquerait pourquoi un matériau déformé plastiquement ne vérifie plus la théorie dans les conditions où il la vérifiait avant ce traitement, ainsi que l'a observé Brockhouse (8).

On sait, par hypothèse, que la théorie n'est valable que si, non seulement l'énergie magnétocristalline peut être négligée, mais encore le rapport σ/σ_i est suffisamment élevé. D'autant plus petites seront les tensions internes, d'autant plus faible sera σ_0 . C'est pourquoi avec des échantillons tels que $\sigma_i = 0,8 \text{ kg/mm}^2$ Kersten détermine $\sigma_0 = 4 \text{ kg/mm}^2$, tandis que présentement pour $\sigma_i = 2,5 \text{ kg/mm}^2$ (fils recuits, je trouve $\sigma_0 = 10 \text{ kg/mm}^2$. Il faut donc des tensions 4 à 5 fois supérieures aux tensions internes.

Les méthodes d'examen aux rayons X, de même que les méthodes magnétiques, s'accordent pour admettre que les tensions internes créées par une traction plastique représentent le quart de la tension appliquée (44). Il est par suite normal de constater que la nouvelle limite σ_0 coïncide avec la charge précédemment supportée.

UTILISATION D'UNE FRÉQUENCE OU L'EFFET DE PEAU N'EST PLUS NÉGLIGEABLE. — Les fils « bruts » et recuits ont également été expérimentés à 200 kHz où les résultats exposés au chapitre III laissent prévoir initialement ($\sigma = \sigma_0$) $\text{tg } \alpha = 0,25$ pour le métal « brut », 0,35 pour le métal recuit.

Puisque les variations de l'angle de pertes sont parallèles à celles de la perméabilité initiale, il est normal de constater l'analogie des résultats obtenus à cette fréquence avec ceux qui viennent d'être décrits. C'est ce que montre, par exemple, la figure 9 relative au nickel recuit.

En particulier : les valeurs de μ_1 , de μ_2 et de $\text{tg } \alpha$ ne dépendent pas du mode d'établissement de la tension ; la réversibilité est liée à celle de μ_0 , elle ne s'obtient qu'après traitement thermique.

On notera enfin que, puisque le comportement du matériau vérifie bien les équations de Maxwell pas d'anomalie des courants de Foucault, trainage de Jordan négligeable en basse fréquence $\text{tg } \alpha < 0,3$ et pour des tensions $\sigma \geq 10 \text{ kg/mm}^2$, il est possible dans ces conditions de prévoir la valeur de l'angle de pertes si l'on connaît μ_0/σ . Le calcul donne, avec les notations habituelles, et en négligeant les variations de résistance car $\Delta R \ll \Delta \mu$, $\text{tg } \alpha(\sigma) = f \frac{\pi}{R} \left(1 + \frac{315}{\sigma} \right)$, soit $\simeq \frac{K}{\sigma}$.

C'est ce qu'on vérifie ici, à 200 kHz et pour $\sigma \geq 10 \text{ kg/mm}^2$, avec $K = 1,69$ (nickel « brut ») ou $K = 1,72$ (nickel recuit).

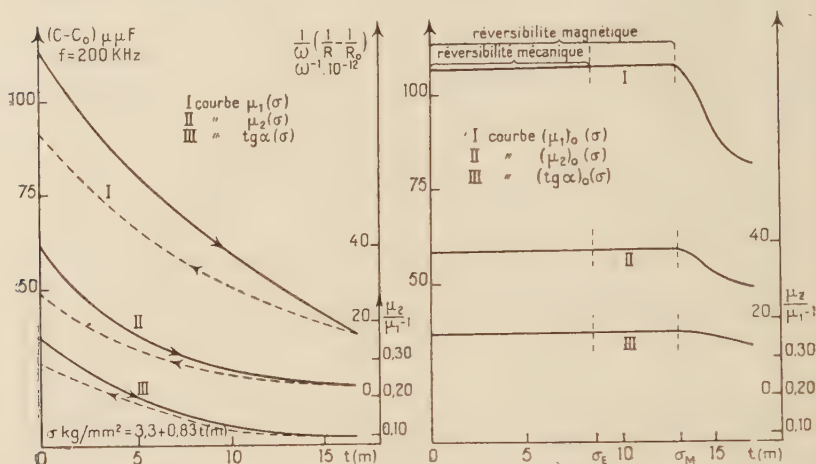


Fig. 9. — Influence d'une tension sur la perméabilité magnétique complexe du nickel recuit.

CHAPITRE V

Influence d'une tension sur la résistance électrique et sur la perméabilité magnétique du fer et de l'acier.

Dans le cas des fils « bruts », d'une part l'appareil de traction ne permet pas d'exercer des efforts suffisants pour dépasser la limite élastique, d'autre part les variations de perméabilité dans ce domaine de tensions sont pratiquement nulles. Aussi, les résultats décrits ici concernent seulement des échantillons recuits. Ils seront schématisés, comme pour le nickel, soit par les courbes $\Delta R(\sigma)$, $\mu(\sigma)$ qui expriment les variations de résistance et de perméabilité en fonction de l'effort appliqué, soit par les courbes $\Delta R_0(\sigma)$, $(\mu)_0(\sigma)$ relatives aux fils détendus.

Résistance électrique. — Les courbes $\Delta R(\sigma)$, $\Delta R_0(\sigma)$, $\Delta l_0(\sigma)$ correspondant aux divers types étudiés sont représentées à la figure 10.

COURBES $\Delta R(\sigma)$. — La résistance croît proportionnellement à la tension tant que celle-ci demeure élastique. Ensuite, une déformation plastique entraîne une augmentation beaucoup plus rapide. La propor-

tionnalité entre l'augmentation de résistance et l'allongement se vérifie bien.

Cependant, l'acier recuit 8 jours, qui se comporte comme une substance à magnétostriction négative, fait exception. Comme dans le cas du nickel la résistance décroît d'abord, atteint un minimum, qui se situe un peu au-delà de la limite élastique, et ne croît que pour des tensions plus élevées.

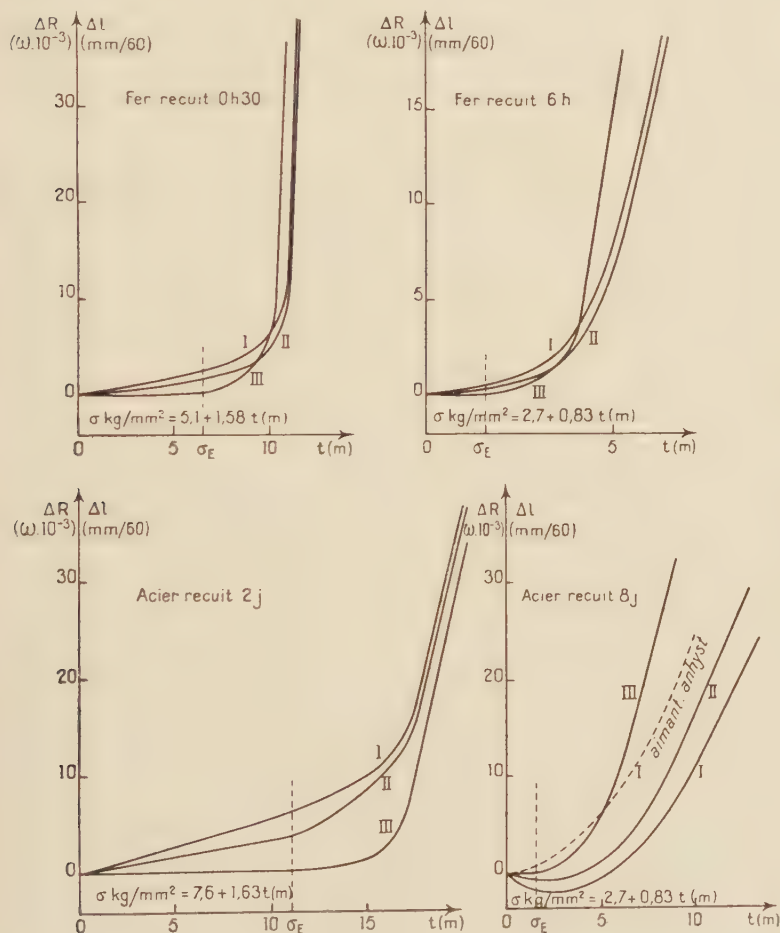


Fig. 10.

Influence d'une tension sur la résistance électrique du fer et de l'acier.

I. Courbe $\Delta R(\sigma)$; II. Courbe $\Delta R_0(\sigma)$; III. Courbe $\Delta l_0(\sigma)$.

SENSIBILITÉ A LA TRACTION. — Elle peut être évaluée par le coefficient $\frac{\Delta \rho / \rho}{\Delta l / l}$ (29) qui s'exprime au moyen de : $\frac{\Delta \rho / \rho}{\Delta l / l} = \frac{\Delta R / R}{\Delta l / l} - (1 + 2\nu)$. En prenant pour valeur du coefficient de Poisson 0,28 (49), je trouve alors : $2 \pm 0,4$ pour le fer recuit 0 h 30 mn et l'acier recuit 2 jours, $0,5 \pm 0,2$ pour le fer recuit 6 heures. Seul ce dernier résultat est en accord avec la valeur 0,44, indiquée dans un récent travail (1955) par G. C. Kuczynski (29), et qui concerne des fils ($\varnothing$ 226 μ) de fer recuits. Il semble donc que les impuretés rencontrées habituellement élèvent beaucoup la valeur de ce coefficient. On remarque en outre, dans le cas du fer recuit seulement 0 h 30 mn ou de l'acier, un net changement de pente de la droite $\Delta R(\Delta l)$: à partir d'une déformation à laquelle correspond un allongement résiduel $\epsilon_0 \simeq 0,1$ p. 100 la sensibilité à la traction est beaucoup diminuée.

RÉVERSIBILITÉ. — Il n'existe aucun domaine de réversibilité. Dans le cas général une traction préalable augmente la résistance et les courbes $\Delta R(\sigma)$ et $\Delta R_0(\sigma)$ (fig. 10) ont une allure analogue. Comme la sensibilité à la traction n'est pas modifiée par un effort exercé antérieurement, on ne saurait obtenir une courbe $\Delta R(\sigma)$, continue, que si la tension est appliquée d'une manière uniforme et progressive. Il en est de même de la courbe $\mu(\sigma)$.

Cette hystérésis ne s'explique pourtant pas uniquement par le magnétisme des échantillons, qui n'intervient pas le plus souvent. Si la désaimantation longitudinale du fil tendu permet d'obtenir un domaine de réversibilité magnétique, elle ne suffit pas pour annuler la rémanence de la résistance électrique. Comme on l'a déjà constaté pour le nickel, il existe une irréversibilité propre aux phénomènes relatifs à la conductibilité électrique.

INFLUENCE DES TENSIONS PRÉALABLES. — La pente de la droite $\Delta R(\sigma)$ n'est pas modifiée par le traitement mécanique antérieur. En effet, tant qu'aucune déformation plastique n'intervient, les variations relatives de résistance se schématisent par une droite unique. De plus, comme l'écroutissage recule la limite élastique, une tension préalable supérieure à σ_E augmente d'autant le domaine de proportionnalité entre l'accroissement de résistance et la tension. Ces faits sont illustrés, par exemple, par le comportement du fer recuit 6 heures (fig. 11).

Par contre, s'il s'agit de l'acier recuit 8 jours, on constate que l'allure des courbes $\Delta R(\sigma)$ est beaucoup modifiée. Pour de petites tensions préalables, inférieures à celle qui correspond au minimum (6 kg/mm²), une décroissance initiale s'observe encore. Avec des efforts antérieurs plus élevés, en même temps que la diminution de perméabilité anormalement rencontrée ici disparaît, la courbe $\Delta R(\sigma)$ présente une allure constamment croissante.

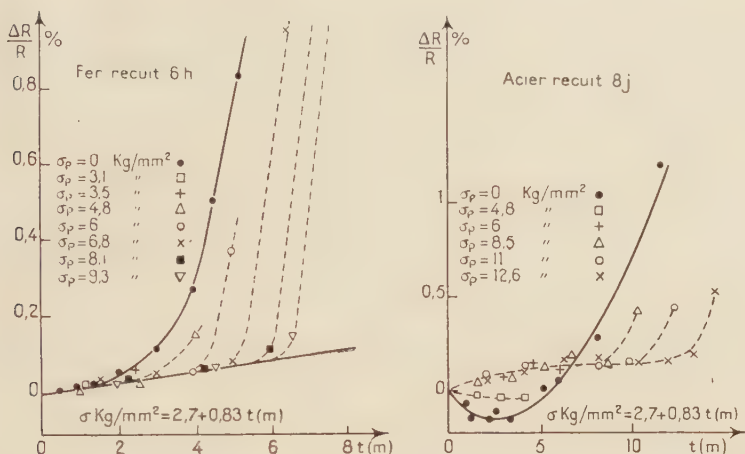


Fig. 11. — Courbes $\frac{\Delta R}{R}(\sigma)$ relatives à un fil soumis à diverses tensions préalables σ_p .

(La courbe en trait plein correspond à l'état initial du métal, avant ce traitement).

INFLUENCE DES VARIATIONS D'AIMANTATION. — Dans le cas général (fer, acier recuit 2 jours) elle est pratiquement inexistante. En effet, on note dans le domaine élastique une croissance linéaire de la résistance comme s'il s'agissait d'un métal non magnétique, alors que l'augmentation de perméabilité rencontrée devrait s'accompagner d'un accroissement supplémentaire. De plus, comme on le verra plus loin, l'allure des courbes $\mu(\sigma)$ dépend beaucoup des traitements mécaniques antérieurs, mais celle des courbes $\Delta R(\sigma)$ n'est pas modifiée.

Au contraire, s'il s'agit de l'acier recuit 8 jours, une tension entraîne non seulement une diminution de la perméabilité, mais aussi une décroissance initiale de la résistance. Or, si ce comportement magnétique anormal disparaît par suite d'une tension préalable suffisante ou bien de la désaimantation sous tension, le minimum de résistance ne se rencontre plus.

Ces résultats s'expliquent en tenant compte du fait que les variations de résistance, ainsi qu'il est admis (22), se produisent presque exclusivement lorsque prédominent les processus de rotation. Ainsi, tant que les déplacements de parois sont prépondérants, c'est, comme il a été vu au chapitre premier le cas du fer et des aciers, au moins tant que la magnétostriction reste positive ou est faiblement négative, les modifications d'aimantation n'influent pas sur la résistance électrique. Mais l'existence d'une magnétostriction négative implique que l'aimantation

s'écarte de la direction privilégiée (100) à laquelle est associé le coefficient λ_{100} positif. Les processus de rotation ne sont alors plus négligeables, ils s'accompagnent d'une diminution de résistance observable, pour l'acier recuit 8 jours comme pour le nickel, lorsqu'elle n'est pas encore masquée par l'augmentation due aux déformations plastiques.

ANNULATION DE LA TENSION EXERCÉE. — Lorsque la tension décroît, on assiste aux phénomènes inverses : la résistance diminue proportionnellement à la tension résiduelle. Dans le cas de l'acier recuit 8 jours on observe une augmentation de résistance, qui traduit l'influence magnétique.

Perméabilité magnétique. — Sa détermination a été réalisée au moyen d'un champ de faible amplitude ($H_p \simeq 0.07 \alpha$) donc, comme on l'a vu

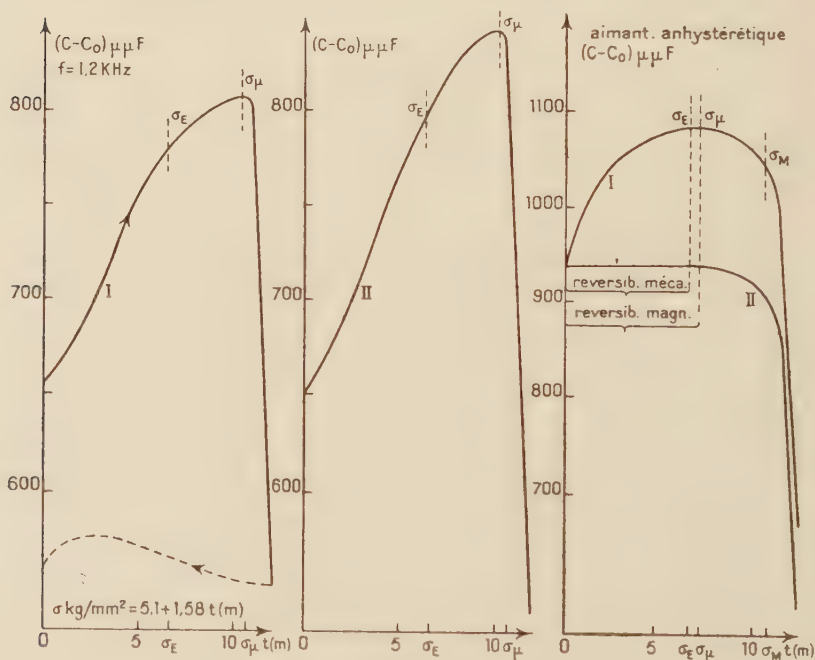


Fig. 12.

Influence d'une tension sur la perméabilité magnétique du fer recuit 0 h 30 mn.

I. Courbe $\mu(\sigma)$; II. Courbe $(\mu)_0(\sigma)$.

au chapitre III, dans le domaine de Rayleigh ou même en l'absence d'hystérésis (acier recuit 2 jours), et à une fréquence telle que l'effet de peau soit négligeable : 1.2 kHz (fer, acier recuit 8 jours), 10 kHz (acier

recuit 2 jours). Les courbes habituelles $\mu(\sigma)$ et $(\mu)_0(\sigma)$, relatives ou non à une aimantation anhystérétique, sont représentées sur les figures 12, 13, 14 et 15 pour les divers types examinés.

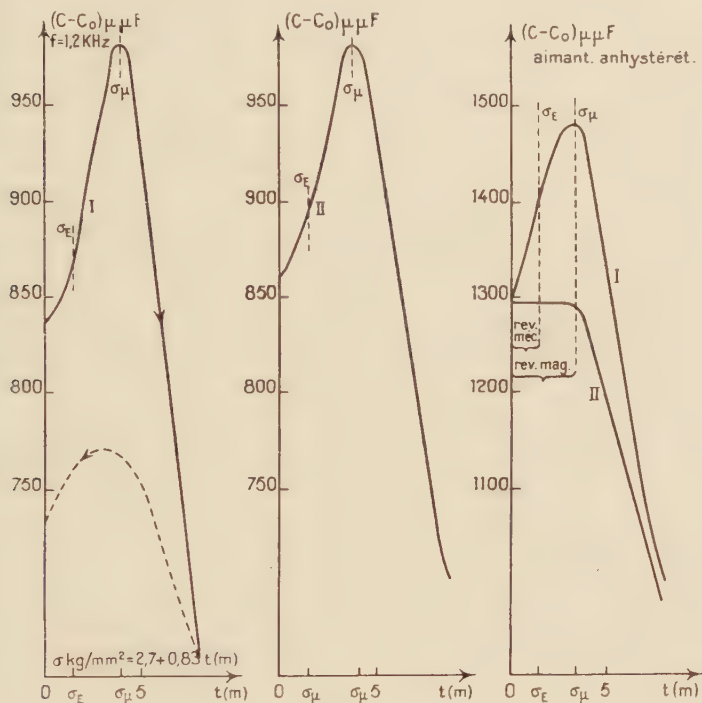


Fig. 13.

Influence d'une tension sur la perméabilité magnétique du fer recuit 6 heures.

I. Courbe $\mu(\sigma)$; II. Courbe $(\mu)_0(\sigma)$.

COURBE $\mu(\sigma)$. — *Le matériau n'est pas désaimanté.* — Contrairement à ce qui a été dit pour le nickel, la valeur de la perméabilité dépend du mode d'établissement de la tension. Pour obtenir une courbe $\mu(\sigma)$, continue, il convient d'exercer l'effort d'une manière uniforme et progressive. On distingue alors généralement deux régions :

- de σ_0 à σ_{μ} , la perméabilité croît et atteint un maximum pour σ_{μ} ;
- au delà de σ_{μ} , μ décroît. Cette diminution est très rapide (fer recuit 6 heures), parfois même très brutale (fer recuit 0 h 30 mn) : μ diminue de 30 p. 100 lorsque σ s'élève de 22,5 à 24 kg/mm² ; ailleurs (acier recuit 2 jours) elle s'effectue d'abord lentement, ensuite brusquement à partir d'une tension σ_v qui traduit pratiquement l'apparition du fluage.

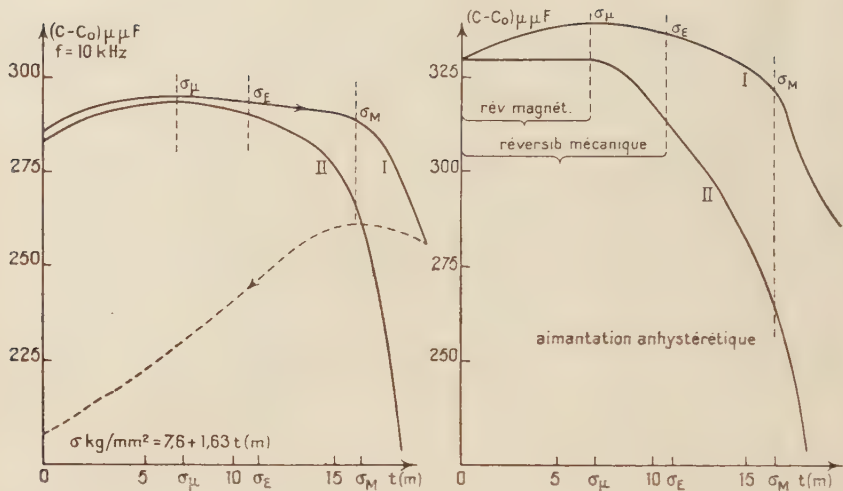


Fig. 14.

Influence d'une tension sur la perméabilité magnétique de l'acier recuit 2 jours.

I. Courbe $\mu(\sigma)$; II. Courbe $(\mu)_0(\sigma)$.

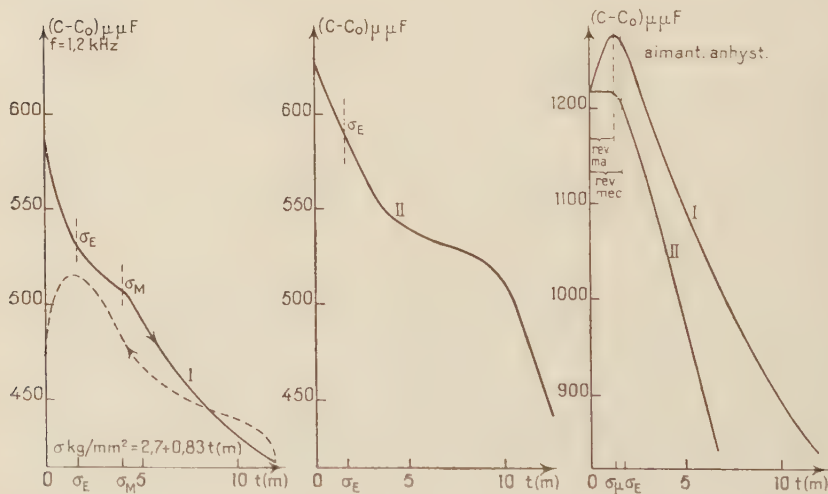


Fig. 15.

Influence d'une tension sur la perméabilité magnétique de l'acier recuit 8 jours.

I. Courbe $\mu(\sigma)$; II. Courbe $(\mu)_0(\sigma)$.

L'acier recuit 8 jours se comporte comme si la magnétostriction positive était saturée par les tensions internes préexistantes : on note seulement une diminution de μ , plus rapide au-delà de σ_M .

Dans tous les cas, lorsqu'on supprime l'effort, on observe une croissance, ensuite une diminution de la perméabilité. Le maximum ne se situe pas aux mêmes valeurs de la tension qu'au cours de la traction.

Aimantation anhystérétique. — Ce mode d'aimantation permet d'éliminer l'hystérésis purement magnétique (25). L'amplitude du champ démagnétisant doit être au moins égale à celle du champ équivalent à la tension exercée, c'est-à-dire $H \geq \frac{3}{2} \frac{\lambda_{100}}{J_\infty} \sigma$ (voir p. 495). Soit, avec $\lambda_{100} = 1,95 \cdot 10^{-5}$ et $J_\infty = 1\,720$, $H(\alpha) \geq 1,7 \sigma$ (kg/mm²). Le champ $H \simeq 50 \alpha$, utilisé ici, est donc équivalent à une tension $\sigma = 30$ kg/mm², toujours supérieure à la limite élastique des échantillons étudiés.

On obtient alors une courbe $\mu(\sigma)$ qui ne dépend absolument plus du mode d'établissement de la tension. Deux régions se distinguent encore de part et d'autre du maximum, mais la caractéristique σ_M ne peut être mise en évidence que lorsque le recuit est le moins prolongé : fer recuit

TABLEAU III

	Aimantation anhystérétique								
	σ_E kg/mm ²	σ_μ kg/mm ²	$(\varepsilon_0)\sigma_\mu$ p. 100	σ_M kg/mm ²	$(\varepsilon_0)\sigma_M$ p. 100	σ_μ kg/mm ²	$(\varepsilon_0)\sigma_\mu$ p. 100	σ_M kg/mm ²	$(\varepsilon_0)\sigma_M$ p. 100
Fer recuit 0 h 30 m.	15	22	0,7	—	—	16	0,01	22	0,7
Fer recuit 6 h	4	6	0,07	—	—	5,5	0,04	—	—
Acier recuit 2 j	26	19	—	35	0,07	19	—	35	0,07
Acier recuit 8 j	4	—	—	6	0,05	3,5	—	—	—

0 h 30 mn, acier recuit 2 jours. De plus, la croissance initiale de la perméabilité est plus rapide et le maximum est obtenu pour une tension moins élevée. C'est ce que montre le tableau III où sont rapportés, outre les valeurs de σ_μ et de σ_M , les allongements résiduels $(\varepsilon_0)\sigma_\mu$ et $(\varepsilon_0)\sigma_M$ qui entraînent ces tensions, afin de les situer dans le diagramme des déformations.

Enfin, l'anomalie qui caractérisait l'acier recuit 8 jours a disparu.

Ces résultats s'expliquent par l'action du champ démagnétisant qui aide au déplacement des parois vers leur position d'équilibre, d'où une croissance plus rapide de μ , et qui permet d'éliminer l'influence de l'histoire du matériau. Une tension préalable, non suivie d'une désaimantation, a des effets tout à fait contraires.

Lorsque la tension décroît, on observe une augmentation immédiate de la perméabilité qui diminue ensuite constamment.

SITUATION DU MAXIMUM DE PERMÉABILITÉ DANS LE DIAGRAMME DES DÉFORMATIONS. — Une déformation plastique entraînant toujours une diminution de perméabilité (c'est ce que je vérifie dans tous les cas si $\varepsilon_0 > 0,7$ p. 100), on peut penser que la croissance de μ correspond au domaine élastique et qu'ensuite sa diminution sera d'autant plus rapide que la déformation se généralise (12). L'expérience montre pourtant que pour les aciers le maximum précède la limite élastique (25) (30) (31). En fait, la courbe $\mu(\sigma)$ n'est pas uniquement déterminée par le diagramme des déformations. D'une part on sait que la position du point de Villari dépend de l'intensité du champ. D'autre part, même si ce champ est suffisamment faible pour que son action soit négligeable devant celle de la tension, d'autres facteurs interviennent, liés à l'état du métal. L'influence des champs démagnétisants internes est d'autant plus à retenir qu'on s'approche du maximum et que le rôle des parois à 180° devient prépondérant, elle est susceptible de diminuer la perméabilité (25). Le traitement mécanique antérieur, même s'il n'en résulte aucune déformation résiduelle, modifie d'ailleurs, ainsi qu'on le verra, l'allure des phénomènes.

C'est pourquoi, afin que les résultats soient le plus possible indépendants de l'histoire des échantillons, il faut que la détermination de la perméabilité, réalisée au moyen d'un champ de très faible intensité, soit précédée d'une désaimantation. Dans ces conditions, on a vu au paragraphe précédent que :

— pour l'acier, le maximum précède la limite élastique, il s'en rapproche après un recuit très prolongé ;

— pour le fer, il se situe au-delà de la limite élastique, c'est avec les fils recuits 0 h 30 mn que la concordance entre ces deux caractéristiques est la meilleure. Signalons que W. Jellinghaus et K. Janssen (25), expérimentant sur des tiges ($\varnothing$ 2 cm de fer recuit 2 heures à 950° mais renfermant moins de C et davantage de Si que les types étudiés ici, trouvent cette concordance parfaitement réalisée.

Le maximum de perméabilité ne saurait donc, dans tous les cas, définir avec précision la limite élastique.

RÉVERSIBILITÉ MAGNÉTIQUE. — Elle ne peut être mise en évidence que s'il s'agit de la perméabilité anhystérétique. Pour tous les échantillons essayés (fig. 12, 13, 14 et 15), de σ_0 à σ_μ s'étend une région de complète réversibilité, au-delà toute tension entraîne une chute de perméabilité, d'autant plus rapide que l'effort antérieur était plus élevé.

La réversibilité des phénomènes est donc toujours liée à la partie croissante de la courbe $\mu(\sigma)$, tandis qu'aux processus entraînant une diminution de perméabilité est associée une variation d'aimantation

irréversible. Un tel résultat est en accord avec ce qu'indique P. E. Lagasse (30) qui expérimenta sur des aciers, mais d'autres auteurs (25) concluent à l'identité des domaines de réversibilité mécanique et magnétique. Ce dernier point n'est à peu près vérifié ici que s'il s'agit du fer recuit 0 h 30 mn ou de l'acier recuit 8 jours.

Il faut admettre qu'une déformation plastique n'est pas la seule cause susceptible d'entraîner une diminution irréversible de perméabilité puisque : ou bien, c'est le cas de l'acier, on observe une irréversibilité magnétique alors même que la traction reste élastique, ou bien l'influence d'un allongement résiduel ne se manifeste qu'au-delà d'un certain seuil, c'est le cas du fer et aussi, comme il a été indiqué au chapitre précédent, du nickel recuit.

Lorsque le métal n'est pas désaimanté, la suppression de la tension ne s'accompagne que d'une très faible variation de perméabilité, d'où une hystérésis très marquée. Les courbes $\mu(\sigma)$ et $(\mu)_0(\sigma)$ sont analogues.

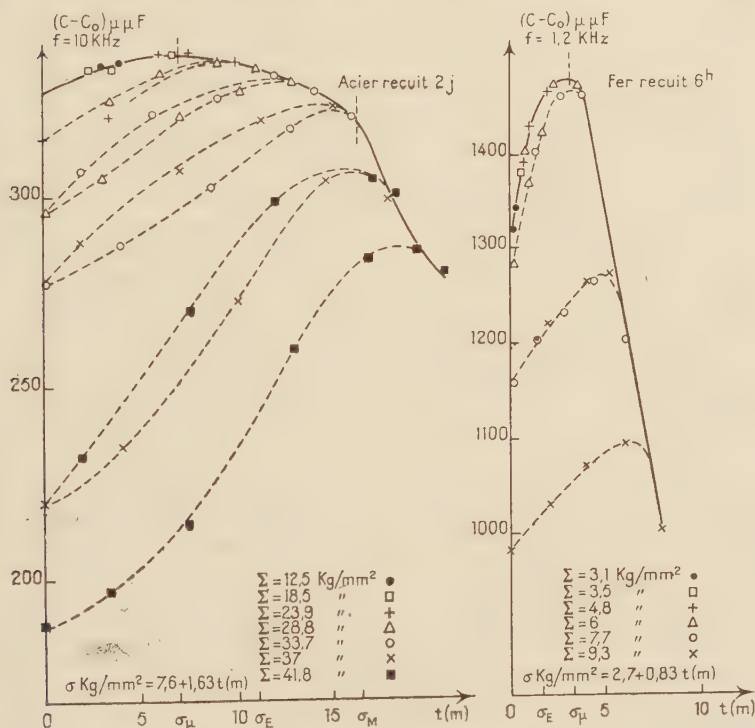


Fig. 16. — Cycles successifs $\mu(\sigma)$ décrits lorsque le fil est soumis à un effort maximum Σ de plus en plus important (aimantation anhystérétique)
 (La courbe en trait plein représente la courbe de première traction).

INFLUENCE DES TENSIONS PRÉALABLES. — *Aimantation anhystérique.* — Le tracé des cycles successifs $\mu(\sigma)$, correspondant à un effort maximum de plus en plus important, permet de préciser l'influence du traitement mécanique antérieur. Ces courbes sont représentées sur la figure 16, relative au fer recuit 6 heures et à l'acier recuit 2 jours que je choisirai comme exemple.

A l'intérieur du domaine de réversibilité une tension préalable n'entraîne évidemment aucune modification. Par contre, au-delà elle déplace vers les fortes tensions la caractéristique σ_μ , qui se situe main-

tenant à une valeur un peu inférieure à celle de l'effort précédemment exercé. Dans le cas d'un fil en même temps déformé plastiquement, σ_μ s'identifie pratiquement, avec la nouvelle limite élastique.

Le domaine de réversibilité s'agrandit d'autant, puisque σ_μ en est toujours la limite supérieure. La réversibilité n'est cependant pas parfaite dans le cas de l'acier recuit 2 jours : l'aire des cycles décrits d'amplitude $\Sigma > \sigma_\mu$ n'est pas nulle. Ceci étant surtout marqué pour de fortes tensions laisse supposer que l'intensité du champ démagnétisant (il équivaut en principe à 30 kg/mm²) n'est pas alors suffisante pour assurer une désaimantation totale.

La limite σ_M est aussi susceptible d'être élevée par une tension préalable supérieure à σ_M , elle tend à se confondre avec σ_μ car le fluage apparaît maintenant dès le franchissement de la limite élastique.

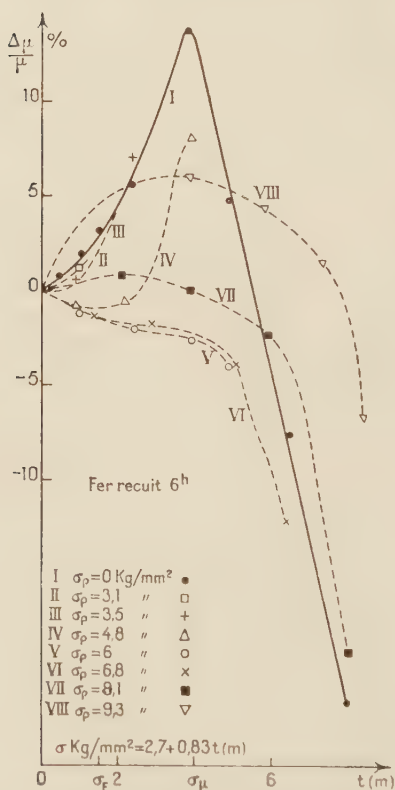


Fig. 17. — Courbes $\frac{\Delta\mu}{\mu}(\sigma)$ relatives à un fil soumis à diverses tensions préalables σ_p .

(La courbe en trait plein correspond à l'état initial du métal, avant ce traitement).

Le métal n'est pas désaimanté. — Outre le déplacement de σ_μ et de σ_M , on note une nette évolution de l'allure des courbes $\mu(\sigma)$: si l'on soumet le fil à des

efforts cycliques croissants, le point figuratif $\mu(\sigma)$ décrit un ensemble de cycles décalés les uns par rapport aux autres et de forme variable. Ce schéma évolutif, que la figure 17, par exemple, relative au fer recuit 6 heures, illustre bien, est très général. Son étude sera simplifiée en traçant les courbes $\frac{\Delta\mu}{\mu}(\sigma)$ obtenues successivement, donc relatives à diverses tensions préalables σ_p .

Il ressort que :

— la pente à l'origine $\left(\frac{\partial\mu}{\partial\sigma}\right)_{\sigma=\sigma_0}$ décroît tant que le maximum de perméabilité n'a pas été atteint, ensuite elle reste à peu près constante, enfin elle croît à nouveau et redevient positive après l'application d'une tension $\sigma_p > \sigma_M$, donc après une déformation plastique importante ;

— l'allure de ces courbes n'est pas modifiée lors de tractions ultérieures, pourvu qu'elles ne mettent pas en jeu des efforts plus importants ;

— pour une tension $\sigma_p < \sigma_M$, la perméabilité ne croît que lorsque l'effort exercé est supérieur à celui qui a été appliqué précédemment. Tant qu'il lui est inférieur, elle diminue ;

— pour une tension $\sigma_p > \sigma_M$, la perméabilité décroît constamment, rapidement au-delà de la nouvelle limite élastique ($\simeq \sigma_p$). Pour des tensions préalables très élevées, on observe à nouveau une croissance initiale de perméabilité.

Ces résultats sont à rapprocher des observations de certains auteurs. A. Langevin, E. Reimbert et M. Paul (31), qui indiquent toujours une croissance linéaire de la perméabilité, notent que la pente des droites $\mu(\sigma)$ décroît d'abord, recommence à croître pour des efforts préalables supérieurs à la limite de réversibilité magnétique, enfin atteindrait un maximum pour une tension qui s'identifie avec la limite de fatigue du matériau. P. E. Lagasse (30) signale une décroissance initiale de la perméabilité dans le cas d'échantillons écrouis par pliage, soumis à une traction.

L'influence des tensions préalables peut s'expliquer par le fait que les déplacements des parois à 90° qu'elles entraînent sont en majeure partie irréversibles. Les tensions internes, les accidents du réseau se comportent comme des obstacles au mouvement des parois, de sorte qu'après suppression de la tension, en l'absence de désaimantation, les parois à 90° ne peuvent revenir exactement à leur position initiale. Une tension supérieure à celle qui a été appliquée précédemment est nécessaire pour obtenir un nouveau déplacement appréciable de ces parois, donc une nouvelle augmentation de la perméabilité. Au cours d'une traction ultérieure, tant que ce seuil n'est pas atteint, le rôle des parois à 90° est négligeable et il est normal de constater une décroissance de la perméabilité. Elle est due à la diminution de la mobilité des parois, l'importance des parois à 180° est en effet accrue, et aussi

à la magnétostriction négative. Celle-ci doit d'ailleurs peu intervenir, sauf dans quelques cas extrêmes, tel l'acier recuit 8 jours où l'on observe une forte diminution de la perméabilité et aussi une décroissance de la résistance électrique. Ces phénomènes sont d'autant plus marquants que l'effort exercé au préalable était voisin de σ_μ . Dans ce dernier cas tout se passe comme si la magnétostriction positive était saturée : il ne se produit aucune augmentation de perméabilité.

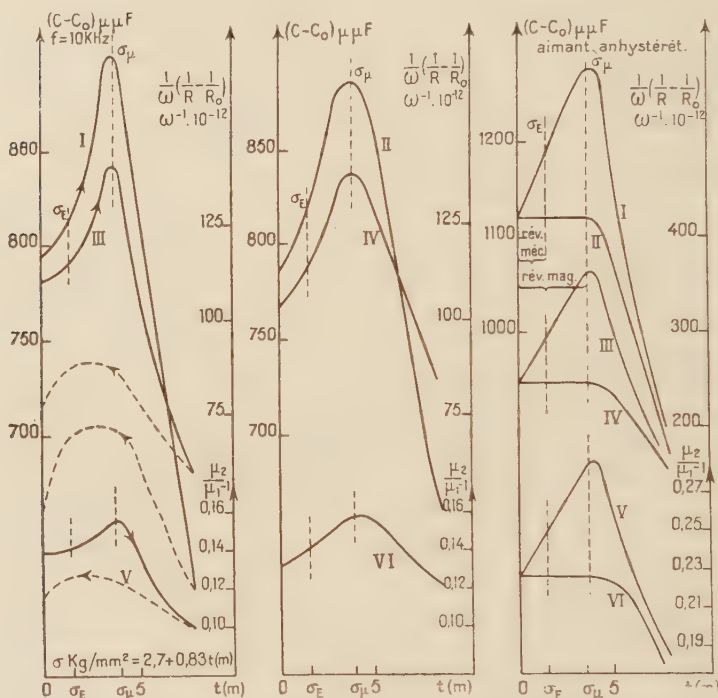


Fig. 18. — Influence d'une tension sur la perméabilité magnétique complexe du fer recuit 6 heures.

I. Courbe $\mu_1(\sigma)$; III. Courbe $\mu_2(\sigma)$; V. courbe $\text{tg } \alpha(\sigma)$; II. Courbe $(\mu_1)_0(\sigma)$; IV. Courbe $(\mu_2)_0(\sigma)$; VI. Courbe $(\text{tg } \alpha)_0(\sigma)$.

L'application de tensions plus élevées, même suivie d'une désaimantation, entraîne des modifications irréversibles, traduisant des changements de structure importants. Peut-être la formation de domaines à 90° est-elle à nouveau rendue possible, ce qui expliquerait qu'on puisse dès lors observer, comme dans le cas d'un échantillon non traité, une croissance initiale de perméabilité.

Il faudrait poursuivre cette étude, afin d'élucider le mécanisme de ces phénomènes et de vérifier les hypothèses formulées, par une méthode d'examen direct, par exemple la technique des figures de Bitter.

UTILISATION D'UNE FRÉQUENCE OU L'EFFET DE PEAU N'EST PAS NÉGLIGEABLE. — Ces fréquences ont été choisies d'après les résultats de l'étude exposée au chapitre III, de manière à obtenir un angle de pertes tel que $\operatorname{tg} \alpha < 0,3$, soit : 10 kHz (fer recuit 6 heures, acier recuit 8 jours), 20 kHz (fer recuit 0,30 h), 150 kHz (acier recuit 2 jours).

Malgré les anomalies du comportement en fonction de la fréquence, signalées au chapitre III, surtout dans le cas de l'acier, ce sont encore les variations de la perméabilité initiale qui déterminent en premier lieu celles de l'angle de pertes. Les résultats obtenus pour les divers types essayés sont analogues à ceux qui viennent d'être décrits (voir par exemple la figure 18 relative au fer recuit 6 heures).

En particulier : la valeur de la perméabilité dépend du mode d'établissement de la tension, à moins de réaliser une aimantation anhystérique ; seul ce mode d'aimantation permet de mettre en évidence un domaine de réversibilité magnétique, c'est la région où la perméabilité est croissante ; les caractéristiques σ_μ et σ_M se situent aux mêmes valeurs de la tension que précédemment, lorsque l'effet de peau était négligeable.

CONCLUSION

La détermination de la perméabilité au moyen d'un champ alternatif, en même temps que celle de l'allongement et de la résistance électrique, constitue un procédé d'étude simple et précis de l'influence des déformations dues à une traction sur l'aimantation des ferromagnétiques.

À condition d'effectuer les mesures en présence d'un champ de faible intensité, on obtient une valeur de la perméabilité définie en fonction de l'intensité grâce aux lois de Rayleigh, en fonction de la fréquence grâce à l'application des équations de Maxwell.

Il est possible, pour des échantillons de très faible section, de réaliser facilement les mesures à une fréquence où l'effet de peau est complètement négligeable. Si, de plus, l'intensité est suffisamment faible pour que l'hystérésis ne se manifeste pas encore, on obtient directement la perméabilité initiale. Cependant l'utilisation d'une fréquence plus élevée ne modifie pas l'allure des phénomènes observés car les pertes par courants de Foucault varient, en première approximation, parallèlement à la perméabilité initiale.

À l'intérieur du domaine de Rayleigh la sensibilité relative à la trac-

tion, exprimée par le coefficient $\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial \mu}{\partial \sigma} \right)$, est généralement (cela dépend de l'importance relative des variations des coefficients de Rayleigh) d'autant meilleure que l'intensité du champ est plus élevée. Elle est toujours d'autant meilleure que la fréquence est plus basse.

La méthode ainsi établie, les principaux résultats que j'ai obtenus au cours de ce travail peuvent se résumer comme suit :

— Si le fer n'est pas justiciable des théories thermodynamiques, le nickel les vérifie bien. En accord avec M. Kersten, qui expérimentait en champ continu, j'ai vérifié en champ alternatif la relation :

$$\mu_0 - 1 = \frac{4\pi J^2}{3(-\lambda)} \cdot \frac{1}{\sigma},$$

applicable à partir d'une certaine valeur de la tension. Cette tension doit être 4 à 5 fois supérieure aux tensions internes préexistantes.

— En ce qui concerne les échantillons de fer et d'acier examinés, seule la réalisation d'une aimantation anhystérétique permet de définir une valeur de la perméabilité caractéristique de l'effort exercé. Les courbes ainsi obtenues sont indépendantes du mode d'établissement de la tension. Elles présentent un maximum qui se situe à l'intérieur du domaine élastique (acier) ou un peu au-delà (fer).

— La réversibilité des phénomènes magnétiques dépend fortement de l'état initial du métal. C'est seulement après traitement thermique des fils de nickel qu'un tel domaine a pu être mis en évidence. Dans le cas du fer ou de l'acier, il est, de plus, indispensable de réaliser une aimantation anhystérétique. La tension correspondant au maximum de perméabilité représente la limite supérieure de ce domaine.

— Quels que soient la nature ou le traitement thermique des substances examinées, je n'ai pu toujours constater l'identité des domaines de réversibilité mécanique et magnétique signalée par certains auteurs. L'étendue de l'un étant supérieure à celle de l'autre (acier), ou inversement (fer, nickel). Cependant, pour la plupart des échantillons étudiés ici : nickel recuit, fer, acier fortement recuit cette discordance est faible. Ou bien ces deux domaines sont pratiquement confondus (à 1 kg/mm² près), ou bien dans les cas les plus défavorables l'allongement résiduel, qui n'a pu être décelé par l'observation d'une diminution irréversible de la perméabilité, n'excède pas 0,04 p. 100.

— En raison de la magnétostriktion négative les courbes résistance-tension obtenues dans le cas du nickel présentent un minimum. Il se confond, ou presque, avec la limite élastique : cela dépend encore de l'état du métal, en particulier du traitement thermique qu'il a subi.

Par contre, dans le cas du fer ou de l'acier, les variations d'aimantation (elles résulteraient presque en totalité du déplacement des parois) consécutives à l'application d'une tension n'influent généralement pas

sur la résistance électrique. Celle-ci croît linéairement avec l'effort exercé tant qu'il demeure élastique. Le coefficient de proportionnalité entre l'augmentation de résistance et l'allongement qui en est responsable varie selon la nature de l'échantillon. Sa valeur très faible, qui caractérise le fer le plus pur parmi les types étudiés ici, s'accorde avec les résultats indiqués par d'autres auteurs.

— L'interprétation des phénomènes observés est beaucoup plus difficile dans le cas du fer ou de l'acier que dans le cas du nickel, car il faut alors tenir compte non seulement des tensions internes, mais surtout des accidents de structure qui perturbent le déplacement des parois. De plus, il faudrait connaître la contribution respective des parois à 90° et à 180° , dont l'importance relative varie au cours de la traction. Il semble qu'une méthode d'examen direct (figures de Bitter par exemple) permettrait l'explication rigoureuse de certains aspects envisagés ici, en particulier l'influence des tensions antérieures, et pourrait servir de point de départ à une étude ultérieure.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) C. ABGRALL. — Dipl. Ét. Sup., Paris, 1951.
- (2) N. AKULOV, A. HELFENBEIN et N. BYCKZOV. — *Z. Phys.*, 1932, **78**, 808.
- (3) S. ARZYBISCHEFF et W. I. JUSCHAKOV. — *Z. Phys.*, 1930, **64**, 405.
- (4) R. BECKER et W. DÖRING. — *Ferromagnetismus*, Berlin, 1939.
- (5) R. S. BEDI. — *Phys. Z.*, 1930, **31**, 180.
- (6) R. M. BOZORTH. — *Ferromagnetism*, New York, 1951.
- (7) P. W. BRIDGMANN. — *Proc. amer. Acad.*, 1923, **59**, 117.
- (8) B. N. BROCKHOUSE. — *Canad. J. Phys.*, 1953, **31**, n° 3, 339.
- (9) G. BROUWER. — *J. appl. Phys.*, 1955, **26**, n° 11, 1297.
- (10) W. F. BROWN. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 147.
- (11) J. CREUSOT. — *C. R. Acad. Sci.*, 1954, **238**, 1203.
- (12) J. DEKHTJAR. — *J. Phys. tech. (russe)*, 1947, **17**, n° 80, IIII.
- (13) J. DIEUDONNÉ. — Dipl. Ét. Sup., Paris, 1950.
- (14) W. B. ELWOOD et V. E. LEGG. — *Bell Syst. tech. J.*, 1937, **16**, 212.
- (15) E. ENGLERT. — *Ann. Phys.*, 1932, **14**, 589.
- (16) E. ENGLERT. — *Z. Phys.*, 1932, **74**, 748.
- (17) I. EPELBOIN. — *Thèse Paris*, 1946.
- (18) I. EPELBOIN. — *Rev. gén. Electr.*, 1946, **55**, 271.
I. EPELBOIN. — *J. Phys. Radium*, décembre 1955, 80.
- (19) G. ERCOLINI. — *Nuovo Cimento*, 1907, **14**, 537.
- (20) R. FELDTKELLER. — *Spulen und Uebertrager mit Eisenblechkernen*, Zürich, 1949.
- (21) J. DE FREUDENREICH. — *Thèse Zürich*, 1918.

- (122) W. GERLACH et K. SCHNEIDERHAN. — *Ann. Phys.*, 1930, **6**, 772.
W. GERLACH. — *Ann. Phys.*, 1931, **8**, 649.
K. SCHNEIDERHAN. — *Ann. Phys.*, 1931, **11**, 385.
W. GERLACH. — *Ann. Phys.*, 1932, **12**, 849.
- (123) W. GERLACH. — *Phys. Z.*, 1932, **33**, 953.
- (124) D. GOLDHAMMER. — *Ann. Phys.*, 1887, **31**, 360.
D. GOLDHAMMER. — *Ann. Phys.*, 1889, **36**, 804.
- (125) W. JELLINGHAUS et K. JANSSEN. — *Arch. Eisenhüttenwes.*, 1955, **26**, n° 7, 405.
- (126) T. KAHAN. — *Ann. Phys.*, 1938 [11], **9**, 105.
- (127) M. KERSTEN. — *Z. Phys.*, 1931, **71**, 553.
- (128) M. KERSTEN. — *Phys. Z.*, 1943, **44**, 63.
- (129) G. C. KUCKZYNSKI. — *Phys. Rev.*, 1955, **94**, n° 1, 61.
- (130) P. E. LAGASSE. — *Rev. Métallurg.*, 1955, **52**, n° 1, 28.
- (131) A. LANGEVIN, E. REIMBERT et M. PAUL. — *J. Phys. Radium*, 1950 [11], 596.
- (132) V. E. LEGG. — *Bell Syst. tech. J.*, 1936, **16**, 39.
- (133) M^{lle} D. LÉVY. — *Dipl. Ét. Sup.*, Paris, 1956.
- (134) L. LLIBOUTRY. — *Ann. Phys.*, 1951 [12], **6**, 731.
- (135) L. W. MAC KEHAN. — *Phys. Rev.*, 1930, **36**, 948.
- (136) A. MARAIS. — *Thèse Paris*, 1955.
- (137) Y. MASIMAYA. — *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, 1928, **17**, 945.
- (138) M. MILLET. — *Dipl. Ét. Sup.*, Paris, 1955.
- (139) L. NEEL. — *Cah. Phys.*, novembre 1943, n° 17.
L. NEEL, R. FORRER, M^{lle} N. JANET et R. BAFFIE. — *Cah. Phys.*, novembre 1943, n° 17.
- (140) L. NEEL. — *Cah. Phys.*, 1942, **12**, 1; 1943, **13**, 18.
- (141) L. NEEL. — *Ann. Univ. Grenoble*, 1946, **22**, 299.
L. NEEL. — *Physica*, 1949, **15**, 225.
L. NEEL. — *Bull. Soc. fr. Electriciens*, 1949, **9**, 308.
- (142) L. NEEL. — *J. Phys. Radium*, 1950, **11**, n° 2, 49.
- (143) P. M. PRACHE. — *Structures granulaires ferromagnétiques*. Paris, 1957.
- (144) F. PREISACH. — *Z. Phys.*, 1935, **94**, 277.
- (145) J. PROCOPIU et V. TUTOVAN. — *Bull. scient. Math. et Phys. (roumain)*, 1954, **6**, n° 2, 311.
- (146) RADOVANIC. — *Thèse Zürich*, 1911.
- (147) L. REIMER. — *Beiträge zur Theorie des Ferromagnetismus der Magnetisierungs Kurve*. Berlin, 1956, 141.
- (148) G. RICHTER. — *Ann. Phys.*, 1937, **29**, 605.
- (149) H. ROLNICK. — *Phys. Rev.*, 1930, **36**, 506.
- (150) S. SCHWEIZERHOF. — *O. N. E. R. A. Notes techniques*, 1953, **17**.
- (151) J. B. SETH et CHETAN ANAND. — *Phys. Z.*, 1928, **29**, 951.
J. B. SETH et CHETAN ANAND. — *Phys. Z.*, 1929, **30**, 32.
- (152) N. F. SMITH. — *Phys. Rev.*, 1909, **28**, 107 et 429.
- (153) N. F. SMITH. — *Phys. Rev.*, 1913, **1**, 339; 1922, **19**, 285.
- (154) J. L. SNOEK. — *Physica*, 1938, **5**, 663; 1939, **6**, 161.
- (155) G. SORGER. — *Frequenz*, 1954, 83.
- (156) W. STEINHAUS et E. GÜMLICH. — *Verhdlg. dtsch. Phys. Gesell.*, 1915, **17**, 369.
- (157) K. H. STEWART. — *Proc. Instr. electr. Engrs.*, Part. II, 1950, **97**, 121.

- (58) O. STIERSTADT. — *Phys. Z.*, 1930, **31**, 847.
O. STIERSTADT. — *Z. Phys.*, 1930, **65**, 575.
(59) S. VELAYOS. — *Z. Phys.*, 1940, **116**, 340.
(60) G. VIDAL et P. LANUSSE. — *C. R. Acad. Sci.*, 1953, **237**, 902.
G. VIDAL et P. LANUSSE. — *Rev. Métallurg.*, 1957, **54**, n° 2, 126.
(61) E. VILLARI. — *Pogg. Ann.*, 1865, **126**, 87.
(62) W. L. WEBSTER. — *Proc. roy. Soc., Sér. A*, 1925, **109**, 570.
(63) G. H. VON WISS. — *Ann. Phys.*, 1889, **36**, 447.
-

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTE

**Purification des métaux
par la méthode de la zone fondue.**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 12 juin 1957.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PÉRÈS.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN SARRAILH.

